N° D'ORDRE : 4595
SÉRIE A, N° 5440

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GRÉGOIRE Michel

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude des instabilités à haute fréquence dans la décharge reflex à cathodes froides

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

« Le pompage chimique »

Soutenues le 10 juin 1965 devant la Commission d'examen

MM. YVON — Président

P. GRIVET
Y. BERNARD
GOLDSTEIN
TAILLET
} Examinateurs

N· D'ORDRE : 4595
SÉRIE A, N· 5440

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

GRÉGOIRE Michel

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude des instabilités à haute fréquence dans la décharge reflex à cathodes froides

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

« Le pompage chimique »

Soutenues le 10 juin 1965 devant la Commission d'examen

MM. YVON — Président

P. GRIVET
Y. BERNARD
GOLDSTEIN
TAILLET
} Examinateurs

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen... M. ZAMANSKY

MM.	BRELOT	T Analyse supérieure
	PRENANT	T Anatomie et histologie comparée
	GRASSE	T Evolution des êtres organisés
	PREVOST	T Chimie Organique
	WYART	T Minéralo & Cristallo
	TEISSIER	T Zoologie
	MANGENOT	T Biologie végé. (Orsay)
	AUGER	T Physique quantique et relativité
	MONNIER	T Physiologie générale
	PIVETEAU	T Paléontologie
	ROCARD	T Physique ENS
	CARTAN	T Mathématiques ENS
	LAFFITTE N.	T Chimie générale
	COULOMB	T Physique du globe
Mlle	COUSIN	T Biologie animale SPCN
	CHRETIEN	T Chimie minérale
	BOCQUET	T Zoologie
	KASTLER	T Physique ENS
	EPHRUSSI	T Génétique
	RIVIERE	T Géologie SPCN & Sédiment (Orsay)
	GAUTHERET	T Biologie végétale PCB
	LUCAS R.	T Recherches Physiques
	TOHMAS A	T Biologie cellulaire
	ARNULF	T Optique appliquée
	MORAND	T Physique enseignement
	SOLEILLET	T Physique PCB
	FORTIER	T Mécanique exp. des fluides
	DRACH	T Zoologie
	QUENEY	T Météo & Dynamique atmos.
	GALLIEN	T Embryologie
	EICHORN	T Botanique
	DE CUGNAC	T Biologie végétale SPCN
Mlle	CAUCHOIS	T Chimie physique
	THELLIER	T Physique du globe
	L'HERITIER	T Biologie générale Orsay
	GRIVET	T Radioélectricité Orsay
	PONCIN	T Mécanique générale
	DU BREIL	T Arith. & Théorie des nombres
	QUELET	T Chimie organique
	GAGNIARD	T Géophysique appliquée
	CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire
	CUVILLIER	T Micropaléontologie
	JUNG	T Géologie
	TRILLAT	T Microscopie et diffraction électro.
	WIEMANN	T Chimie organ. & struc.
	JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay)
	VASSY	T Physique de l'atmosphère
	DESTOUCHES	T Théorie physique
	AMIEL	T Chimie générale
	HOCART	T Minéralo. & Cristalo.
	MATHIEU J. P.	T. Physique optique
	COUTEAUX	T Cytologie
	MAY	T Zoologie
	CHOQUET	T Théorie des fonctions et topologie
	FELDMANN	T Biologie végétale marine
	GUINIER	T Physique des solides (Orsay)
	JOST	T Physiologie comparée
	FORTET	T Calcul des probabilités et Phys. Mathém.
	SCHWARTZ	T Calcul diff. & Intégral
	CHOUARD	T Physiologie végétale
	MALAVARD	T Aviation (Tech. Aéron.)
	NORMANT	T Synthèse organique
	BENARD	T Chimie minérale
	BUVAT	T Botanique ENS
	DUGUE	T Statistique mathématiques
	SOULAIRAC	T Psychophysiologie
	ULRICH	T Physiologie Vég. Appl.
	MARECHAL	T Optique théor. & appl.
	KIRMANN	T Théories chimiques
	CHADEFAUD	T Botanique
Mlle	LE BRETON	T Physiol. de la nutrition
	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie
	DEVILLIERS	T Anatomie & Histo. compar.
	EHRESMANN	T Topologie algébrique
	FRANCON	T Physique SPCN
	GLANGEAUD	T Géographie phys. & géol.
	GODEMENT	T Mathématiques MGP
	PISOT	T Technique math. de la phys.
	ROCH	T Géologie
	SCHATZMANN	T Astrophysique
	TERMIER	T Géologie générale
	ZAMANSKY	T Mathématiques générales
	LENNUIER	T Physique MGP
	RIZET	T Génétique Orsay
	ROUTHIER	T Géologie appliquée
Mme	TONNELAT	T Physique théorique
	DIXMIER	T Mathématiques MPC
	SOUCHAY	T Chimie générale
	AIGRAIN	T Electrotechnique générale
	BRUSSET	T Chimie systématique
	LEVY M.	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
Mme	CHAIX	T Chimie biologique
Mme	HUREL PY	T Biologie végétale PCB
	PANNETIER	T Chimie générale
	BRUN	T Mécanique des fluides I
	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay)
Mme	DUBREIL	T Mathématiques (Agrég.)
Mme	LELONG	T Mathématiques II ENS
	BELLAIR	T Géologie SPCN
	COTTE	T Physique électricité
	DUBOIS J. E.	T Chimie organique
	LAMOTTE	T Zoologie ENS
	MICHEL A.	T Chimie minérale Orsay
	OLMER	T Energétique générale
	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
	BARCHEWITZ	T Chimie physique
	BROSSEL	T Physique atomique
	BUSER	T Physiologie comparée
	CAMUS	T Physiologie végétale
	CASTAING	T Physique II Thermo (Orsay)
	CURIEN	T Minéralo. & cristal.
	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay)
Mme	CHARNIAUX-COTTON	T Evolution des êtres organisés
	POSSOMPES	T Zoologie
	PULLMANN	T Chimie quantique
	TEILLAC	T Physique Nucl. & radioactivité (Orsay)
	TONNELAT	T Biol. Physico-chim. (Orsay)
	VILLE	T Econométrie
	WILLEMART	T Chimie PCB
	DODE	T Chimie (Orsay)
	FREYMANN	T Recherches physiques
	GUINOCHET	T Biologie végétale SPCN (Orsay)
	ROLLET	T Chimie minérale
Mlle	JOSIEN	T Chimie SPCN
	CHEVALLEY	T Géométrie algéb. et théorie des groupes
	ARNOULT	T Electronique Orsay
	CHAPELLE	T Physique I (Orsay)
	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay)
	DENY	T Mathématiques générales (Orsay)
	GERMAIN	T Mécanique théorique des fluides
	LUCAS	T Géologie
	ALLARD	T Chimie physique
	BERTHELOT	T Physique des particules fondamentales (Orsay)
	BRICARD	T Météor. et physique de l'atmosphère
Mme	ALBE FESSARD	T Psycho. physio.
	FRIEDEL	T Physique des solides (Orsay)
	JULIA M.	T Etudes des moléculaires complexes
	LENDER	T Biologie animale SPCN (Orsay)
	MAGAT	T Physico chimie des radioéléments
Mlle	QUINTIN	T Electrochimie
	MONOD	T Chimie du métabolisme
	BENOIT	T Physio. animale (Orsay)
	DE POSSEL	T Analyse numérique
	CHARLOT	T Chimie analytique
	LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay)
	GUERIN	T Chimie MPC (Orsay)
	CHATELET	T Chimie PCB
	JEAN	T Physio. nucléaire (Orsay)
	MATTLER	T Physique SPCN
	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
	BERTEIN	T Electronique (Orsay)
	BOUISSIERES	T Radiochimie
Mme	COUTURE	T Thermo. et méca. physique
	ELLEMBERGER	T Géologie des grandes régions du globe (Orsay)
	FRANC	T Biologie animale PCB
	SCHNELL	Botanique tropicale
	STLKOWSKI	T Physiologie végétale
	ACHER	T Chimie biologique
	BAUDOIN	T Biologie animale PCB
	BEAUMONT	Biologie animale SPCN
	BLAMONT	Géophysique ionosphère
	BOUREAU	T Botanique
	CURIE D.	Physique MGP
	DURAND DELGA	T Géologie
	FREON	T Chimie organique (Orsay)
	HELLER	T Physiologie végétale
	TORTRAT	T Calcul des probabilités
	CAILLEUX	T Géologie SPCN
	MAGNAN	Physique électricité
	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appli. à la Chimie Théor. & à la Phys. Nucléaire.
Mlle	FOURCROY	Biologie végétale SPCN
Mme	CHOQUET BRUHAT	Mécanique analytique et méca. céleste
Mlle	VEIL	T Physiologie générale
	LWOFF	T Microbiologie
	SIESTRUNCK	T Méca. phys. & expérimentale
	LACOMBE	T Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay)
	BROCHARD	T Physique PCB (Orsay)
	CABANNES	T Mécanique générale
	LESIEUR	T Math. I (Orsay)
	MAZET	T Méca. générale (Orsay)
	CAIRE	Géographie physique et géo. dynamique
	COMOLET	Méca. des fluides
	CORABOEUF	T Physiologie animale (Orsay)
	DELLOUE	T Physique de l'atmosphère
	GORENFLOT	Botanique II (Orsay)
	HOUILLON	Biologie animale PCB
	JULLIEN J.	Chimie SPCN (Orsay)
	MALGRANGE	T Technique Math. de la physique (Orsay)
	OLIVIER	Antropologie
	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS (Orsay)
	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminines
	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
	THIRY	T Méca. céleste
	ABELES	Physique SPCN
	AMAT	T Physique PCB
	AUBOIN	T Géologie
Mme	BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	BOUGIS	Biologie marine Villefranche/mer
	BRUHAT	T Math. MPC
	BRUNN	T Géologie historique (Orsay)
	CHABBAL	T Physique MGP (Orsay)
	DEHEUVELS	T Math. propé.
	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay)
	FURON	T Géologie SPCN
Mme	GANS	T Génétique
	GENEVES	Biologie végétale PCB
	GUILBERT	Physique CUS Orléans
	HUPE	T Pétrographie
	HOLLANDE	T Biologie générale
	LIONS	T Analyse numérique
	MAITTE	T Chimie PCB
	MEYER	Physique propédeutique
	PANIGEL	Biologie générale
	RAVIER	Pétrographie
	ROSEAU	T Méca. théorique des fluides
	ROUBINE	Electronique
	SILBER	T Chimie PCB
	UEBERSFELD	T Electronique
	YVON	T Théories physiques
	HERVE	T Mathématiques
	NERON	T Math. MPC (Orsay)
Mme	PECKER WIMEL	T Astrophysique
	BALKANSKY	Physique MPC
	LE CORRE	T Electricité
	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
	GOURDIN	Physique théorique des hautes énergies (Orsay)
	LEHMANN	T Phys. Exp. des hautes énergies
	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
	ECHALIER	Biologie animale PCB
	BARRAUD	Physiologie cellulaire
	LIORET	Physiologie végétale (Orsay)
	DARS	Géologie structurale et Géologie appliquée
	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
	BLAQUIERE	Electronique (Orsay)
	ARNOUS	T Physique théorique
	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
	MALLIAVIN	T Mathématiques propé. (Orsay)
	GAUDEMAR	Chimie propé.
	PEREZ Y JORBA	Physique Exp. des hautes énergies (Orsay)
	DAVID	T Chimie (agrégation Orsay)
	BROUSSE	T Mécanique théorique
	ROSCH	T Astronomie
	GUY	T Physique expérimentale
	LAZARD	Math MPC
	MOREL P.	Physique MPC
	ARSAC	Programmation
	LEFEBVRE	Chimie MPC
	CHAPEVILLE	Biochimie
	BENOIT	Physique CPEM
	RIO	Chimie CPEM
	JAUZEIN	Géologie ENS
	PREVOST G.	BV CPEM
	FAVARD P.	BA CPEM
	VILKAS	Chimie CPEM
Mlle	FICINI	Chimie CPEM
	LEQUEUX	Astronomie
	COHEN TANNOUDJI	Physique MPC
	TAVERNIER	Physique CPEM
Mme	ROIZEN	Physique CPEM
	DURAND M.	BA SPCN
	PASCAUD	Physiologie
Mme	PETIT	BA CPEN
	BROUSSE	Géologie (Orsay)
	CAGNIAC	Physique agrégation (Orsay)
	LEBERRE	Zoologie (Orsay)
	SCHEFFER	Microbiologie (Orsay)
	de GENNES	Physique des solides (Orsay)
	RIOU	Physique nucléaires exp. (Orsay)
	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay)
	CHEVALIER	Physiologie animale (Orsay)
	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay)
	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay)
	FETIZON	Chimie propé. (Orsay)
	CERF	Mathématiques (Orsay)

Secrétaire général ... R. POULAIN

REMERCIEMENTS

Je désire exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur GRIVET qui m'a fait l'honneur de patronner cette thèse.

Monsieur le Professeur YVON a bien voulu accorder à ces recherches une attention qui a été pour moi un très précieux encouragement. Qu'il veuille bien accepter mes vifs remerciements.

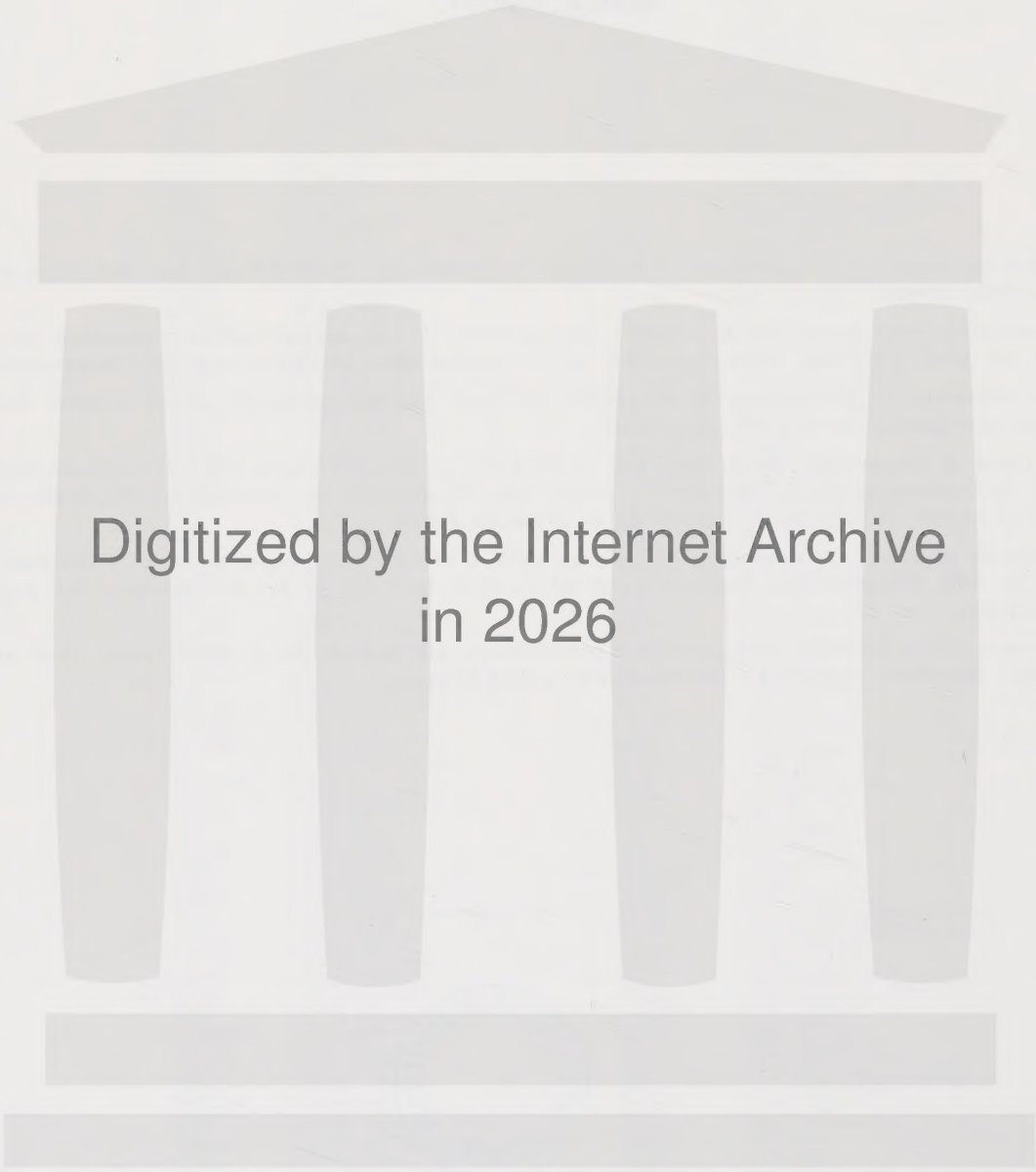
Que Monsieur le Professeur M.Y. BERNARD dont les enseignements m'ont orienté vers ces recherches soit assuré de ma reconnaissance.

Je tiens à remercier MM. WINTER, TAILLET et MANUS chefs des services de Physique Appliquée du Commissariat à l'Energie Atomique qui ont autorisé et encouragé cette étude, et ont bien voulu accepter qu'elle fasse l'objet de la présente thèse.

Monsieur BRIFFOD a accordé à ce travail qu'il a dirigé avec compétence et sollicitude, une attention de tous les instants. Il m'est particulièrement agréable de lui en exprimer ma profonde reconnaissance.

Je remercie enfin tout ceux dont la contribution a été essentielle à cette étude, tout spécialement MM. GRUBER, BONNAL, BERNARD et LEGRAND.

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -


Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534917_0051

INTRODUCTION

L'étude expérimentale de la colonne positive de la décharge droite effectuée par Lehnert [1] [2] puis reprise et complétée par d'autres auteurs [3] [4] [5] a montré que dans ce type de décharge des instabilités à basse fréquence se développaient lorsque le champ magnétique statique appliqué était supérieur à une certaine valeur Bc et qu'en présence de ces instabilités le confinement des particules par ce champ magnétique était contrarié.

Ce dernier résultat peut être considéré comme une confirmation des résultats antérieurs de Bohm [6] qui le premier a diagnostiqué une diffusion "accélérée" - c'est-à-dire plus importante que celle prévue par la théorie classique - des particules à travers les lignes de force du champ magnétique, diffusion qu'il attribue à la présence d'instabilité dans le plasma. Cet auteur explique cette observation en donnant une expression du coefficient de diffusion D de la forme $\frac{KT}{B}$ alors que l'expression prévue par la théorie classique (collisions binaires) est de la forme $\frac{KT}{B^2}$.

L'étude de la colonne positive a été complétée plus récemment par le travail de Kadomstsev et Nedospasov [7] qui donnent une explication théorique satisfaisante des instabilités observées [4] dans cette décharge.

Il est évident que les propriétés du plasma que l'on sait produire en laboratoire à l'aide de différents types de décharges sont fonction des caractéristiques de fonctionnement de ces décharges. En particulier les instabilités susceptibles de se développer dans ces plasmas peuvent être de nature très différente suivant la structure des décharges.

Il devient alors souhaitable de mesurer dans des conditions expérimentales différentes le caractère de généralité des conclusions obtenues sur la colonne positive, particulièrement des conclusions concernant les propriétés de transport des particules perpendiculairement aux lignes de forces du champ magnétique.

Les premiers résultats obtenus par Lehnert en 1958 sont à l'origine du travail présenté dans cette thèse. L'étude entreprise alors sur la décharge reflex à cathode froide (qui permet d'obtenir des plasmas denses à beaucoup plus basse pression que la décharge droite classique) a montré très rapidement une différence fondamentale entre les observations que l'on peut faire sur ces deux types de décharge. En effet alors que des instabilités basses fréquences semblent être à l'origine de tous les phénomènes observés dans la décharge droite, la décharge reflex est caractérisée par un niveau d'émission haute fréquence important [8] [9] [10].

Il nous a paru utile d'approfondir ces premiers résultats, d'une part en analysant les propriétés du plasma en présence de ces instabilités hautes fréquences et plus particulièrement en mesurant les perturbations apportées aux propriétés de transport des particules par les interactions collectives, d'autre part en précisant dans quelles conditions ces instabilités prenaient naissance pour éventuellement pouvoir soit les réduire, soit les amplifier.

Nous avons utilisé pour la plus grande partie de cette étude des décharges reflex à cathodes froides mais nous avons vérifié que certains des résultats obtenus restent valables dans les décharges reflex à cathodes chaudes aujourd'hui très souvent utilisées pour produire des plasmas denses.

Les problèmes associés au contrôle des perturbations apportées au mécanisme de fuite des particules à travers les lignes de forces du champ magnétique sont nombreux. Le travail de Simon [11] et des mises au point plus récentes [12] ont mis en évidence les difficultés qu'il y a à tirer des conclusions rapides et sûres dans ce domaine. Particulièrement les mesures des coefficients

caractéristiques de ces fuites, coefficients de mobilité et de diffusion sont très délicates dans un plasma stationnaire (de nombreuses mesures ont pu être faites par contre dans la post-luminescence des décharges pulsées). Nous avons essayé de rendre nos conclusions aussi précises que possible en utilisant plusieurs possibilités de contrôle et en les confrontant. Ceci nous a conduit d'une part à envisager une méthode de mesure des vitesses d'entraînement des particules sous l'action des gradients de densité et des champs électriques, d'autre part à tenter une étude des conditions d'équilibre de la décharge.

Cette étude des processus d'entretien de la décharge et certains résultats expérimentaux nous ont permis de trouver un modèle physique pour expliquer l'origine des instabilités observées. La vérification de ce modèle nous a conduit à la discussion des propriétés dispersives du modèle théorique classique faisceau plasma froid dans un champ magnétique. La confrontation des résultats théoriques obtenus à l'aide de ce modèle simplifié et des résultats expérimentaux a pu être complétée par une expérience de contrôle dans une décharge aux caractéristiques de fonctionnement plus souples que la décharge reflex et permettant des points de comparaison précis à la fois avec la décharge reflex et avec le modèle théorique.

CHAPITRE I

LES CONDITIONS EXPÉRIMENTALES

Les caractéristiques générales de fonctionnement de la décharge reflex à cathode froide ont été définies par J. Backus [13] [14]. Cet auteur a effectué de plus l'analyse des énergies ioniques et électroniques et constaté la présence de fluctuations dans le plasma. D'autre part on note quelques travaux [15] [16] sur les décharges reflex à cathode chaude qui ont - malgré l'origine très différente des électrons responsables de l'ionisation - beaucoup de points communs avec les précédentes.

I - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT -

La figure 1 schématise la décharge reflex la plus générale. L'originalité évidente de cette décharge est qu'elle est limitée par deux cathodes contrairement à la plupart des décharges classiques (arc, décharge droite). Une pièce positive trouée fait office d'anode. Son rôle est de porter le plasma à un potentiel positif suffisamment important par rapport aux cathodes pour que les ions accélérés dans les gaines cathodiques soient capables de provoquer une émission secondaire électronique des cathodes. Les électrons ainsi arrachés aux cathodes sont à leur tour accélérés dans les gaines cathodiques mais la présence du champ magnétique B continu et uniforme ne leur permet pas d'atteindre directement l'anode ; ils oscillent alors dans le puits de potentiel positif limité par les deux cathodes en ionisant le gaz neutre.

Si les conditions de pression, champ magnétique, tension cathode anode, sont favorables le système atteint un état d'équilibre caractérisé par un courant de décharge I_{arc} et une densité de plasma n.

Deux remarques peuvent être faites :

- d'une part on augmente ici grâce à ce puits de potentiel positif et au champ magnétique le parcours des particules ionisantes ce qui explique pourquoi la décharge se maintient à très basse pression (effet reflex),

- d'autre part le courant électronique s'écoule sur les anodes perpendiculairement aux lignes de forces du champ magnétique : ceci nous le verrons au chapitre III, a des conséquences importantes sur le fonctionnement de la décharge.

II - LES DECHARGES UTILISEES -

A - Caractéristiques techniques.

L'étude a été effectuée sur deux montages (fig. 3, 4, 5). Dans les deux cas le système possède un axe de symétrie (l'axe du champ magnétique) et un plan de symétrie perpendiculaire à cet axe (fig. 2).

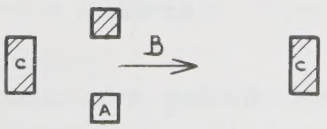


Figure 1 -

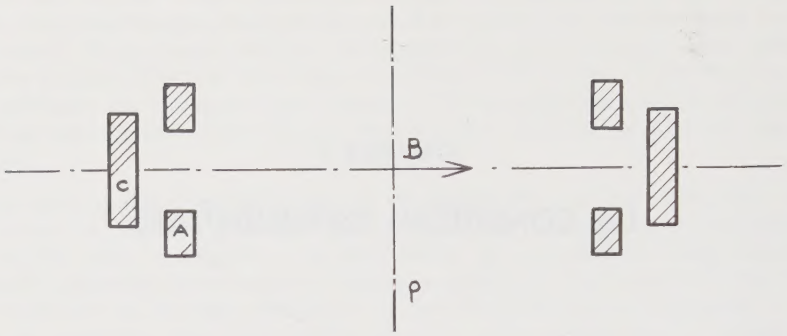
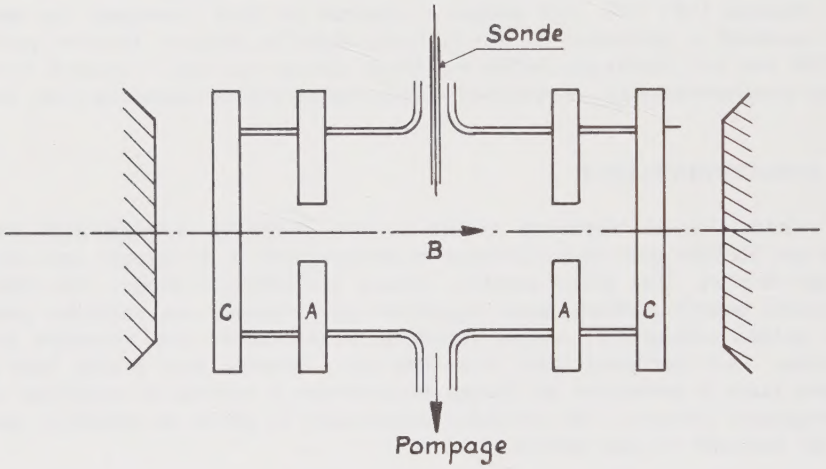
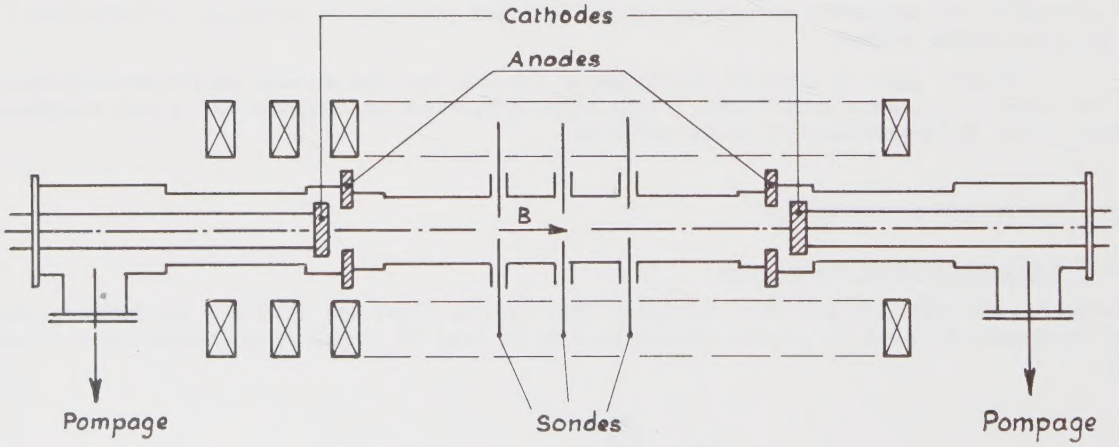


Figure 2 -



1er Montage : Distance entre cathodes 14 cm.

Figure 3 -



2eme Montage : Distance entre cathodes ≃ 1 mètre

Figure 4 -

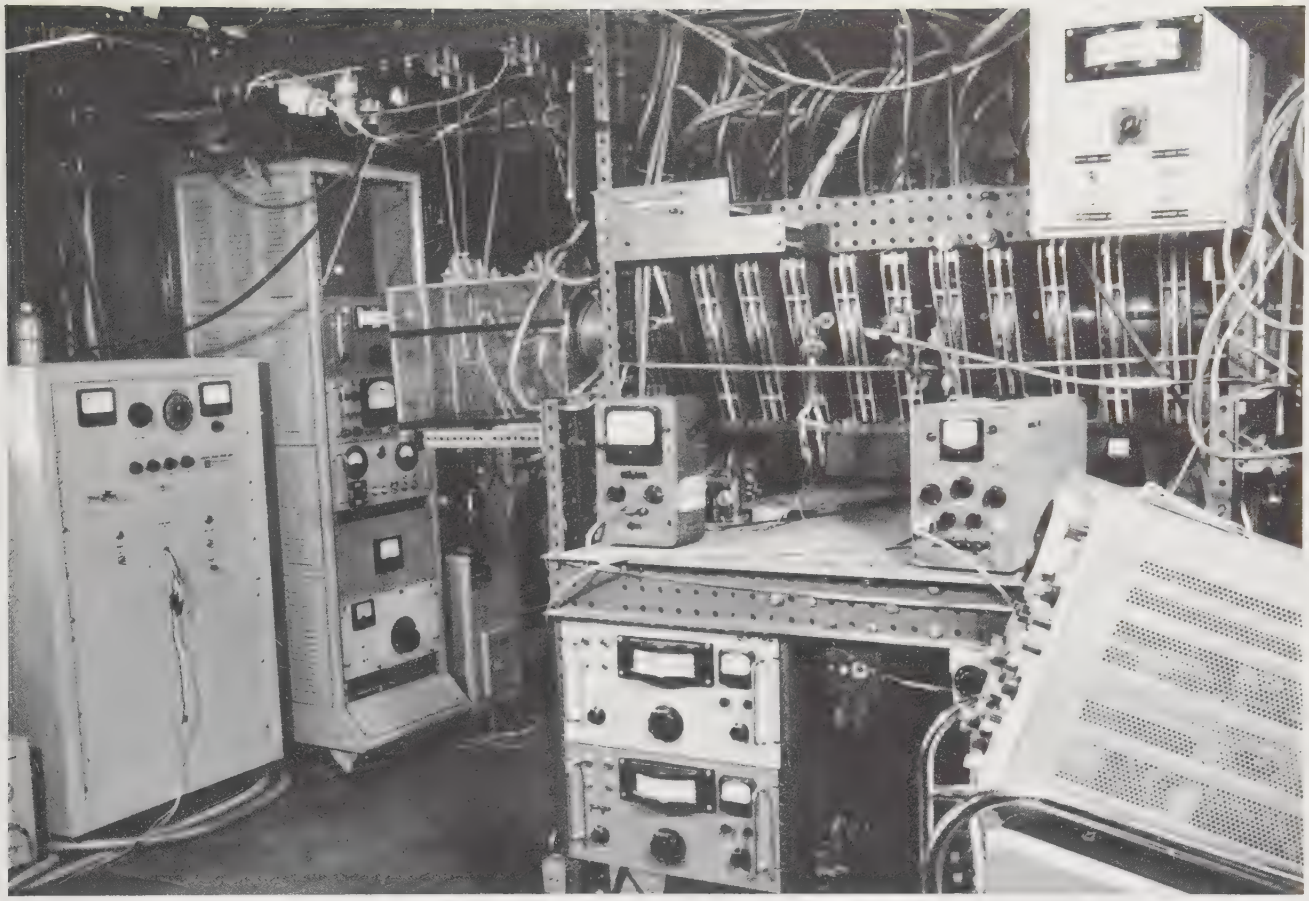


Figure 5 - Ensemble expérimental. 2ème montage.

Les cathodes sont des disques refroidis par eau. Le matériau choisi, dont l'importance est grande pour ce type de décharge est du duralumin qui, grâce à une oxydation partielle [13], a un bon coefficient d'émission secondaire et permet à la décharge de s'entretenir à relativement basse tension ($V_{arc} \simeq 500$ volts).

Les anodes sont également refroidies. Elles jouent le rôle de diaphragmes pour les électrons rapides émis par la cathode. Leur diamètre intérieur délimite approximativement le diamètre de la colonne principale de plasma à l'intérieur de laquelle se produisent la plupart des interactions inélastiques entre ces électrons et le gaz neutre.

Le champ magnétique est produit soit par un électroaimant (1er montage) soit par des bobines (2ème montage). Dans les deux cas le champ maximum possible est environ 2 000 gauss.

L'enceinte à vide dans laquelle sont placées les électrodes est en pyrex. Les installations de pompage permettent un vide limite inférieur à 10^{-5} torr.

Le gaz utilisé dans toutes nos études systématiques est l'hydrogène mais nous avons pu faire fonctionner ces décharges dans différents gaz (Hélium, Argon, Azote).

B - Caractéristiques de fonctionnement.

Les caractéristiques courant tension ont une pente très faible (fig. 6) ce qui nécessite pour un fonctionnement stable, soit une alimentation stabilisée en courant, soit une résistance importante en série avec l'alimentation de la décharge.

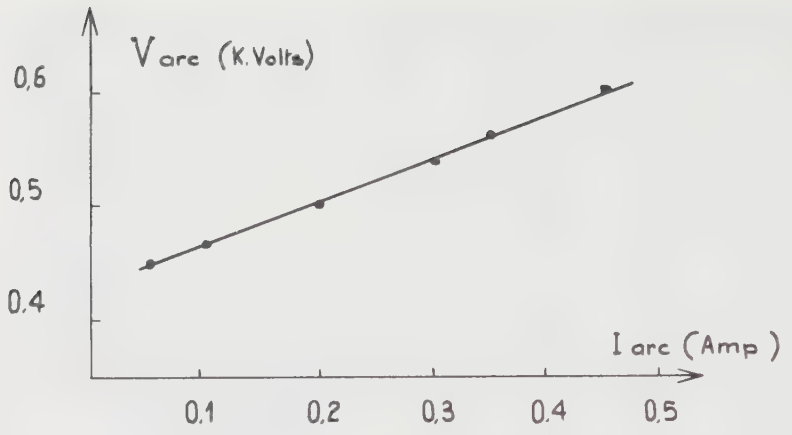


Figure 6 -

Pour des conditions de champ magnétique et de pression normales, la tension d'amorçage est de l'ordre de 300 volts.

D'autre part, si les électrons rapides ont un parcours insuffisant pour perdre la plus grande partie de leur énergie avant d'atteindre les anodes soit parce qu'ils sont mal confinés (champ magnétique trop faible), soit parce que les libres parcours moyens entre deux chocs inélastiques sont trop grands (pression trop basse), la tension nécessaire à l'entretien de la décharge augmente fortement (fig. 7).

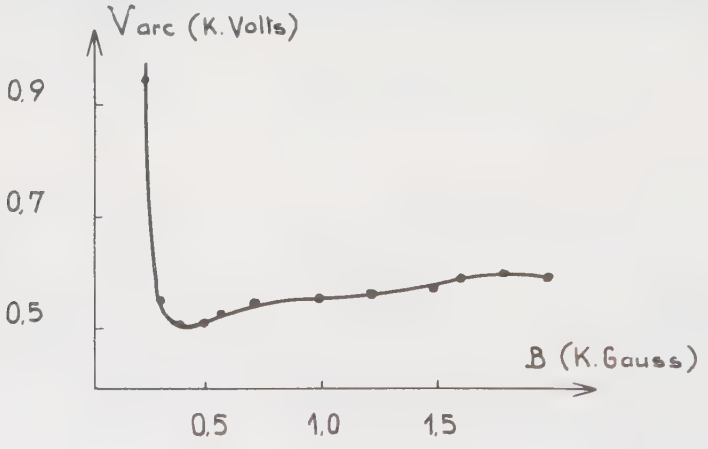


Figure 7 -

La diminution du diamètre ou de la longueur de la décharge a, par ailleurs, pour l'entretien un effet identique à la diminution du champ magnétique ou de la pression. En effet, les électrons rapides qui oscillent entre les cathodes sont attirés par les anodes à chaque passage au niveau de ces dernières et, par suite, perdus d'autant plus rapidement que la force d'attraction est grande (faible diamètre) ou que les passages sont fréquents (faible longueur).

Dans les conditions les plus favorables (longueur 1 mètre, diamètre 5 cm), la décharge fonctionne avec une tension de l'ordre de 500 volts pour un champ magnétique de 100 gauss et une pression de 4.10^{-4} torr.

Nous donnons un tableau des principales caractéristiques des deux montages utilisés.

	Premier montage	Deuxième montage
Distance C A	1 cm	1 - 10 cm
Distance entre A	9 cm	80 cm
Diamètre intérieur A	1 - 3 cm	3 - 5 cm
Diamètre du tube de pyrex	7 cm	10 cm
Champ magnétique	0 - 2 000 gauss	0 - 2500 gauss
Pression limite	10^{-5} torr	5.10^{-6} torr
Pression d'utilisation	7.10^{-3} torr - 3.10^{-2} torr	4.10^{-4} torr - 10^{-2} torr
Gaz	Hydrogène	Hydrogène (argon, azote, hélium)
Courant de décharge	100 - 300 mA	100 mA - 10 A
Tension de décharge	300 - 600 volts	300 - 600 volts

III - CARACTERISTIQUES MOYENNES DES PLASMAS ETUDIES -

Les valeurs moyennes des densités et températures des plasmas étudiés ont été obtenues à l'aide des moyens classiques de diagnostics : sondes électrostatiques, interférométrie UHF, spectrométrie.

Les sondes électrostatiques dont les caractéristiques I = f(V) sont exploitées en présence de champ magnétique par la méthode de Bohm Burhop. Massey [17] donnent la température électronique et la densité du plasma par les relations :

$$n = n_i = n_e = \frac{I_i^s}{0,4} \frac{1}{eS_g \sqrt{\frac{KT_e}{m_i}}}$$

$$T_e = -\frac{e}{K} \frac{dV}{d(\log I_e)}$$

où I_i^s est le courant de saturation de la caractéristique.

I_e est le courant électronique pour la tension de polarisation V ou il est de la forme

$$\exp - \frac{eV}{KT_e}$$

Sg est la surface de la gaine (pour les sondes planes utilisées, on la prend égale à la surface de la sonde).

Nous avons vérifié avec une sonde dont la surface plane pouvait être soit perpendiculaire, soit parallèle au champ magnétique que les mesures restaient significatives dans le premier cas pour des champs magnétiques de 2 000 gauss.

Les mesures interférométriques [18] de l'indice du plasma pour des ondes transverses électromagnétiques (champ électrique de l'onde parallèle au champ magnétique statique) nous ont permis une autre mesure de sa densité moyenne, l'indice x de l'onde étant en effet lié à la densité n du plasma par la relation :

$$x = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \qquad \text{avec} \qquad \omega_{pe} = \left(\frac{ne^2}{\varepsilon_o m_e}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad [M.K.S.A.]$$

Nous avons constaté la bonne concordance des résultats obtenus par les deux méthodes.

De plus des mesures de l'élargissement Doppler δ_σ des raies H_α ou H_β ont permis de mesurer la température du gaz neutre et par suite d'estimer la température des ions hydrogène du plasma [19].

On sait en effet que cet élargissement est relié à la température des neutres par la formule

$$\delta_\sigma = 7,17.10^{-7}\ \delta\sqrt{\frac{T}{M}}$$

où δ : est le nombre d'ondes (cm^{-1})
M : la masse atomique du gaz
T : sa température. (°K.)

Nous donnons un tableau des valeurs extrémales des densités et des températures électroniques et ioniques obtenues dans les domaines des variations de B et p étudiés et ceci pour les courants de décharge les plus fréquemment utilisés.

Ces valeurs sont celles mesurées dans la partie centrale ($r \simeq 0$) du plasma.

Premier montage

(Mesures effectuées uniquement à l'aide de sondes électrostatiques).

B : 0 – 2 000 gauss p : 7.10^{-3} – 3.10^{-2} mmHg	I_{arc} = 200 mA	n : 5.10^{10} – 5.10^{11} cm^{-3} T_e : 2.10^4 – 10^5 °K

Deuxième montage

B : 0 – 2 000 gauss p : 4.10^{-4} – 10^{-2} mmHg	I_{arc} = 200 mA	n : 5.10^9 – 5.10^{10} cm^{-3} T_e : 3.10^4 – $1,5.10^5$ °K T_i : 4.10^3 – 6.10^3 °K
	I_{arc} = 2 A	n : 5.10^{10} – 5.10^{11} cm^{-3} T_e : 3.10^4 – $1,5.10^5$ °K T_i : 4.10^3 – 6.10^3 °K

Ces résultats montrent que les taux d'ionisation moyens sont très faibles (pratiquement inférieurs à 1 %), ce qui justifiera compte tenu des valeurs des températures électroniques l'abandon des termes de collisions coulombiens dans les calculs. Nous savons que la situation est différente dans le cas des décharges reflex pulsées à cathodes chaudes.

On remarque de plus que les températures dépendent peu du courant de décharge alors que les densités varient à peu près proportionnellement à celui-ci. Ajoutons enfin que si la densité du plasma varie très peu dans la direction du champ magnétique, elle dépend évidemment fortement du rayon. La figure 8 donne un profil n(r) type. La diminution rapide de la densité pour les rayons $r > a$ (a rayon intérieur des anodes) est associée à une baisse très ensible de la luminosité donc du nombre de chocs inélastiques dans cette partie de l'enceinte.

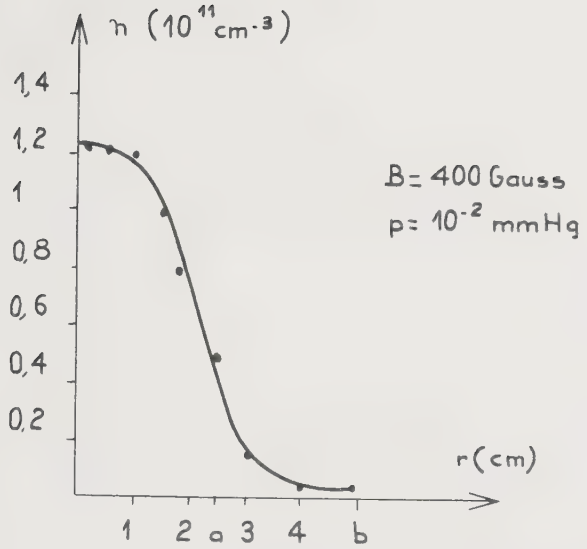


Figure 8 -

CHAPITRE II

LE SPECTRE HAUTE FRÉQUENCE

La première étape de cette étude des instabilités a pour but la connaissance de leur spectre d'émission. Cette connaissance permettra de préciser les fréquences ou les domaines de fréquences privilégiés et déterminera l'influence sur ces instabilités des paramètres caractéristiques de la décharge (pression, champ magnétique etc.).

Il est donc souhaitable de connaître ce spectre dans les différents domaines de variation de ces paramètres et ceci pour une large bande de fréquence que nous avons limitée entre 1 et 5 000 Mégahertz, la borne inférieure excluant les fluctuations à très basses fréquences dont nous n'avons pas fait l'étude systématique mais que nous avons observées ; la borne supérieure correspondant pratiquement à la fréquence maximale d'émission que nous avons pu déceler avec notre appareillage.

De façon schématique on peut séparer le spectre en deux bandes pour lesquelles l'émission a des caractéristiques bien différenciées (fig. 9).

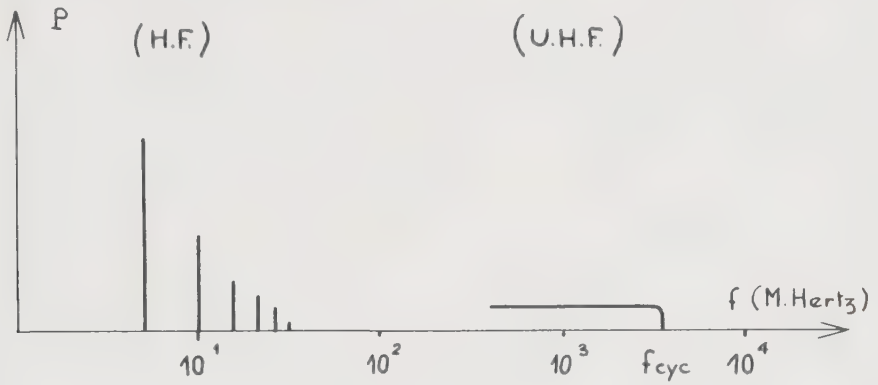


Figure 9 -

La bande que nous appellerons haute fréquence (H. F.) comprise entre 1 et 100 Mégahertz pour laquelle on observe une suite discontinue de raies d'émission avec une fréquence fondamentale de quelques Mégahertz et un nombre d'harmoniques élevé (on en a compté 20 dans certaines conditions).

La bande hyperfréquence (U. H. F.) 400 – 5 000 Mégahertz pour laquelle l'émission, à caractère blanc, présente en particulier une forte atténuation pour les fréquences supérieures à la fréquence cyclotron des électrons

$$f_{ce} = \frac{eB}{2\pi m_e}$$

Compte tenu de ce résultat, nous présentons séparément les propriétés de l'émission dans les deux bandes.

I - LA BANDE H. F. (1 – 100 M. HERTZ) -

Cette bande de fréquence a été étudiée à l'aide des analyseurs de spectre Panoramic SPA

3.25 - (bande explorée 0 – 30 Mégahertz) et Panoramic SPA 4 - (bande explorée 10 – 44 000 Mégahertz) recevant le signal recueilli par une antenne. Différents types d'antennes ont été utilisés : dipoles, boucles, sondes isolées plongées dans le plasma.

De plus la fréquence fondamentale de quelques Mégahertz a pu être analysée à l'oscilloscope.

A - Influence des paramètres caractéristiques : B, p, I_{arc}.

La première caractéristique de ce spectre est que les fréquences des raies d'émission ne dépendent pratiquement pas des paramètres champ magnétique, pression, et courant de décharge.

La figure 10 montre l'amplitude relative des raies du spectre dans un cas type. On remarque le très grand nombre d'harmoniques. D'autre part bénéficiant de l'indépendance des fréquences envers la pression et le champ magnétique, nous avons noté les variations d'amplitude du fondamental en fonction de ces deux paramètres (fig. 11).

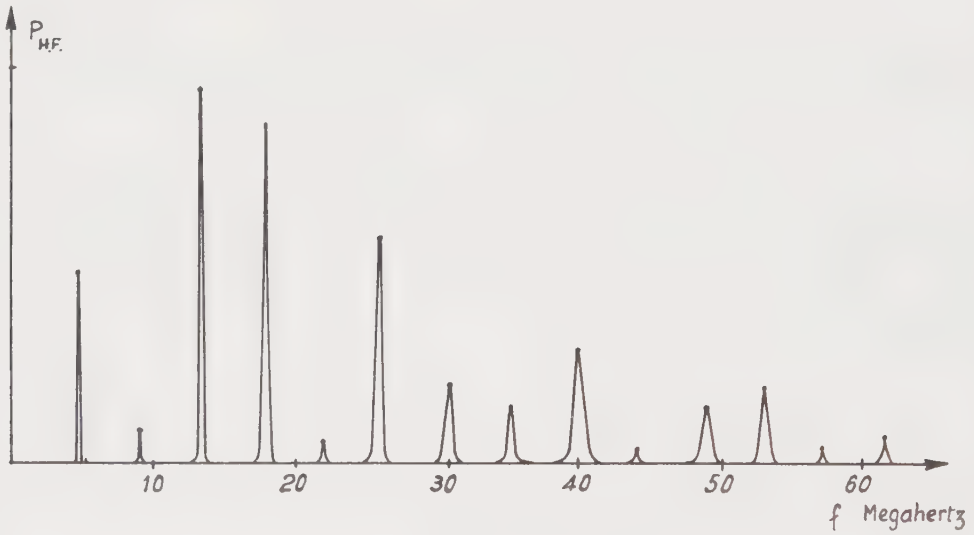


Figure 10 -

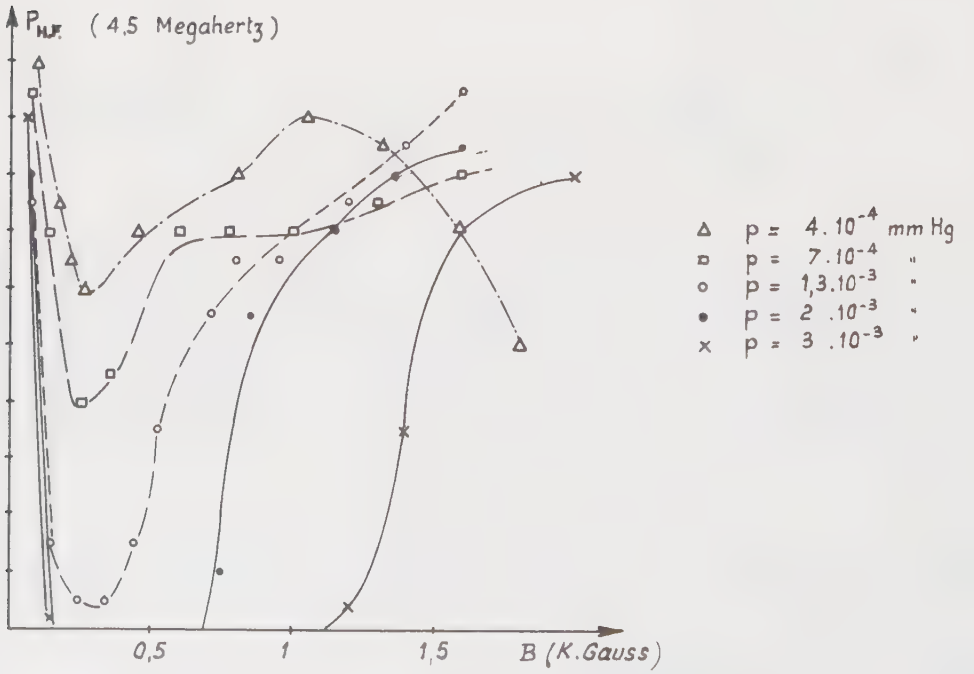


Figure 11 -

On remarque sur ces courbes :

- l'effet d'amortissement dû aux collisions : l'augmentation de pression entraîne une atténuation du signal.

- l'effet d'amplification apporté par le champ magnétique ; les effets antagonistes du champ magnétique et des collisions se traduisent par un déplacement du domaine d'émission vers les forts champs magnétiques lorsque la pression augmente.

On constate d'autre part que pour les pressions supérieures à 5.10^{-3} mmHg on n'a pratiquement pas d'émission détectable dans tout le domaine de champ magnétique étudié.

Enfin et ceci n'apparaît pas sur cette courbe l'augmentation du courant de décharge entraîne évidemment une augmentation du signal.

B - Variation en fonction du temps.

L'analyse dans le temps montre une autre caractéristique intéressante de l'émission : celle-ci n'est pas continue mais pulsée (fig. 12).

On distingue nettement le fondamental (4,5 Mégahertz). La fréquence de relaxation du système varie avec le champ magnétique et la pression (fig. 13) ce qui se traduit pour un signal intégré dans le temps par le résultat de la figure 11.

Cette propriété de l'instabilité nous permettra d'une part d'étudier ses effets instantanés sur le comportement du plasma et nous donnera d'autre part des indications sur son origine.

Remarquons de plus que cette relaxation entraîne une importante modulation basse fréquence des paramètres du plasma.

C - Influence des conditions aux limites.

Enfin et ceci devra être pris en considération pour l'interprétation des résultats (chap. IV) les fréquences du spectre dépendent fortement des conditions aux limites du système c'est-à-dire d'une part des propriétés géométriques de la décharge, d'autre part des impédances hautes fréquences des électrodes.

En effet toutes les études systématiques dans cette bande de fréquence ont été effectuées sur le deuxième montage que nous avons schématisé (fig. 14) et pour lequel le spectre se caractérise par une fréquence fondamentale à 4,5 Mégahertz.

1/ *Variation des impédances haute fréquence des électrodes.*

Les combinaisons possibles sont évidemment très nombreuses. Nous citerons simplement deux expériences :

- l'introduction entre les deux cathodes et la masse de deux capacités de 0,03 μFarads (fig. 15) donne une fréquence fondamentale à 6 Mégahertz avec des harmoniques détectables jusqu'à 48 Mégahertz.

La mise en série avec l'alimentation d'une self de 10 μ.Henry (fig. 16) donne une fréquence fondamentale de 2,9 Mégahertz et 8 harmoniques visibles.

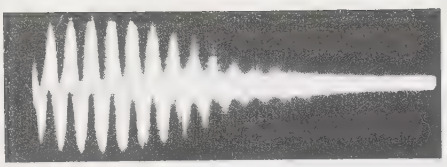
2/ *Variation des conditions géométriques.*

Les expériences possibles sont également très nombreuses sur le deuxième montage tel qu'il est décrit (fig. 14). Nous avons pu constater la faible influence sur la fréquence fondamentale des variations de diamètre de la décharge et de la distance cathode anode. Nous avons réalisé d'autre part un montage nous permettant d'effectuer des variations significatives de la longueur de la décharge. Nous avons toujours observé une augmentation de la fréquence du fondamental associée à une diminution de longueur de la décharge. Par exemple dans un montage avec capacité entre cathode et masse (fig. 45) nous avons noté :

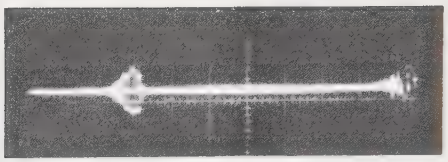
f = 5 Mégahertz pour L = 13 cm

f = 6 Mégahertz pour L = 26 cm

Sur le premier montage pour lequel n'a pas été effectué d'étude systématique de cette bande d'émission une raie à 20 Mégahertz a été observée.



Signal antenne
temps de balayage 5 μs



Signal antenne
temps de balayage 20 μs

Figure 12 -

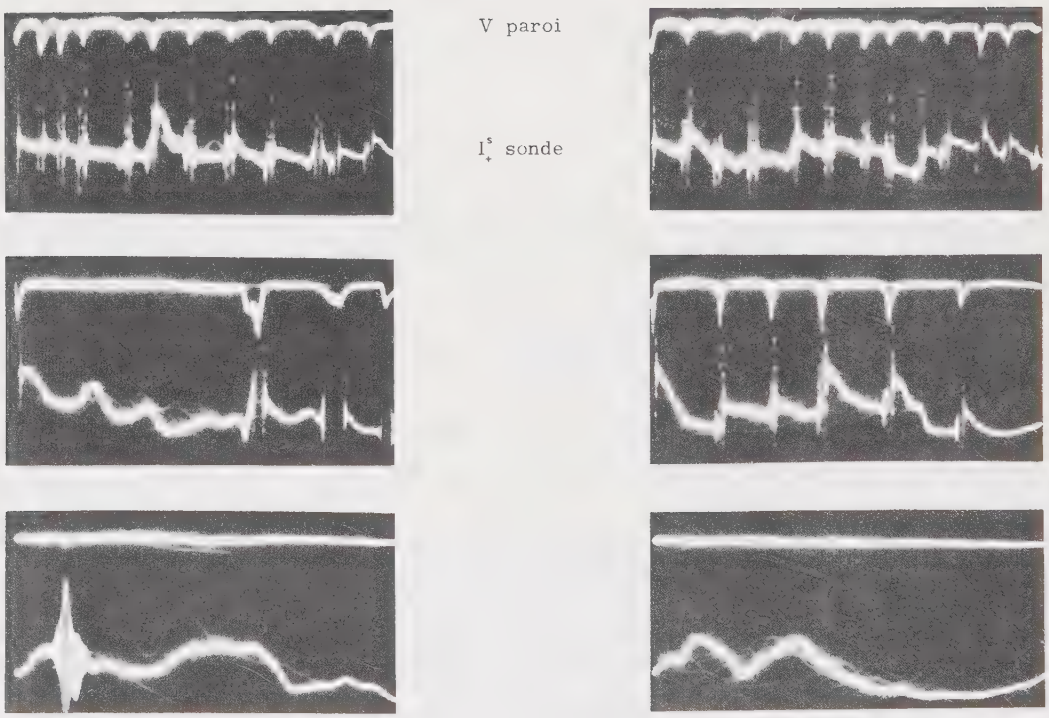


Figure 13 - Variation de la fréquence de relaxation de l'instabilité en fonction :

du champ magnétique
de haut en bas :
B = 1 600 Gauss
B = 1 200 Gauss
B = 800 Gauss
($p = 7.10^{-4}$ mmHg)
temps de balayage 200 μs

de la pression de neutre
de haut en bas :
$p = 7.10^{-4}$ mmHg
$p = 1,4.10^{-3}$ mmHg
$p = 2,8.10^{-3}$ mmHg
(B = 1 600 Gauss)
temps de balayage 200 μs

Figure 14 -

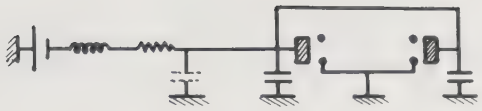


Figure 15 -

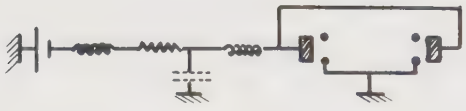


Figure 16 -

D - Commentaires.

En résumé, dans la bande H. F. spectre de raie avec fondamental à quelques Mégahertz, émission discontinue dans le temps et influence des conditions aux limites sur les fréquences du spectre.

Cette dernière observation montre en particulier que le plasma est fortement couplé aux circuits extérieurs ce qui restreint la possibilité de déduire de l'analyse du spectre les caractères propres de la décharge. Cependant pour des conditions aux limites déterminées, l'étude des conditions d'amplification de l'instabilité en fonction des paramètres classiques du plasma garde toute sa signification physique.

D'autre part les résultats précédents nous permettent d'envisager deux possibilités de contrôle de l'action des instabilités sur le comportement du plasma par comparaison de celui-ci dans deux états successifs stables et instables :

1) Possibilité d'observation des effets instantanés à l'oscilloscope.

2) Possibilité de passage par faibles variations de champ magnétique d'une zone stable à une zone instable pour des pressions comprises entre 1,5 et 4.10^{-3} mmHg.

II - LA BANDE U. H. F. (400 - 5 000 M. HERTZ) -

L'analyse de l'émission dans cette bande a été effectuée en détail sur les deux montages.

Nous avons utilisé pour les mesures : d'une part un système récepteur à bande étroite (2 Mégahertz) schématisé (fig. 17), d'autre part un analyseur de spectre Panoramic SPA 4, complété par un jeu de filtres passe bande. Le signal à analyser est reçu dans tous les cas sur des antennes $\lambda/4$ dont les bandes passantes sont de plusieurs centaines de Mégahertz.

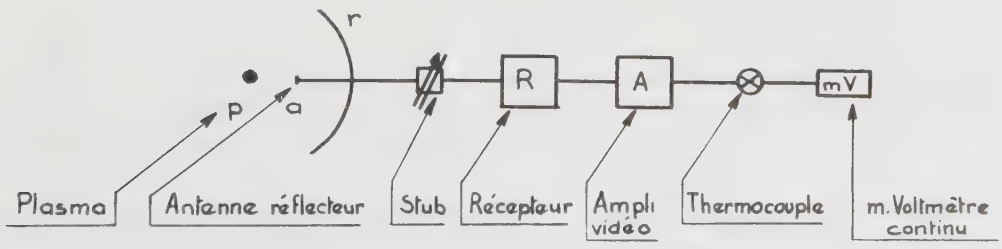


Figure 17 - Montage récepteur : Le réflecteur est un ellipsoïde de révolution. Le plasma et l'antenne sont aux foyers.

Les résultats obtenus sont essentiellement caractérisés par l'observation de deux valeurs particulières du champ B coïncidant avec des modifications brutales du niveau d'émission :

1) $B = B_{ce} = \frac{2\pi m f_{ce}}{e}$, valeur du champ magnétique donnant l'égalité entre la fréquence cyclotron des électrons correspondante : $f_{ce} = \frac{eB_{ce}}{2\pi m_e}$ et la fréquence analysée f.

2) $B = B_{cr}$, valeur du champ magnétique indépendante de la fréquence analysée, mais d'autant plus grande que la pression est plus élevée.

A - Influence des paramètres caractéristiques B, p, I_{arc}. 1er montage.

Toutes les mesures ont été effectuées ici à l'aide du système récepteur. Nous avons relevé les courbes $P_{U.H.F.} = f(B)$ avec pour paramètre la pression de neutres, pour 6 fréquences de la bande considérée (fig. 18-19).

On remarque sur ces courbes :

- que l'émission n'est détectable que pour des valeurs de champs magnétiques supérieures à une certaine valeur appelée B_{cr}. Cette valeur B_{cr} est indépendante de la fréquence analysée mais dépend de la pression.

(on note ici comme pour l'émission H. F. l'effet des collisions sur le niveau du signal),

- que pour les fréquences analysées les plus élevées la valeur de B correspondant à la valeur maximum positive de $\frac{dP_{U.H.F.}}{dB}$ varie avec la fréquence. On note que cette valeur de B est toujours légèrement supérieure à $\frac{2\pi m_e f}{e}$ (fig. 20), f étant la fréquence considérée. En d'autres termes pour un champ magnétique donné l'émission est fortement atténuée pour les fréquences f supérieures à la fréquence cyclotron f_{ce} des électrons pour le champ magnétique considéré.

En résumé si $B \leqslant B_{cr}$ pas d'émission H. F. détectable

si $B > B_{cr}$ toutes les fréquences sont émises mais l'amplitude des fréquences telles que $f > \frac{eB}{2\pi m_e}$ est très faible.

B - Influence des paramètres caractéristiques B, p, I_{arc}. 2ème montage.

Les mesures ont été effectuées à l'aide des deux systèmes d'analyses. On remarque sur les courbes $P_{U.H.F.} = f(B)$ relevées pour plusieurs fréquences (fig. 21) :

- l'augmentation du niveau d'émission de chaque fréquence f lorsque B devient supérieur à $\frac{2\pi m_e f}{e}$ donc dans ce cas également on note une coupure pour les fréquences supérieures à la fréquence cyclotron des électrons,

- un déplacement de la valeur de la pression $P_{MM.}$ correspondant au maximum maximorum de l'émission pour chaque fréquence considérée :

f (M. HERTZ)	800	1 600	2 000
$P_{MM.}$ (mmHg)	4.10^{-4}	$1,3.1^{-3}$	3.10^{-3}

C - Comparaison des résultats.

En première analyse les résultats obtenus sur les deux montages présentent quelques différences. En particulier la valeur B_{cr} n'apparaît pas dans le deuxième cas. On peut cependant faire deux remarques :

1) Pour les fréquences les plus élevées (f > 2 000 Mégahertz) le maximum de $\frac{dP_{U.H.F.}}{dB}$ se produit dans les deux cas pour la valeur $B = \frac{2\pi m_e f}{e}$.

2) Pour les fréquences les plus basses (600 Mégahertz < f < 1 000 Mégahertz) les résultats obtenus sur le deuxième montage (fig. 21a) font apparaître une deuxième augmentation du niveau

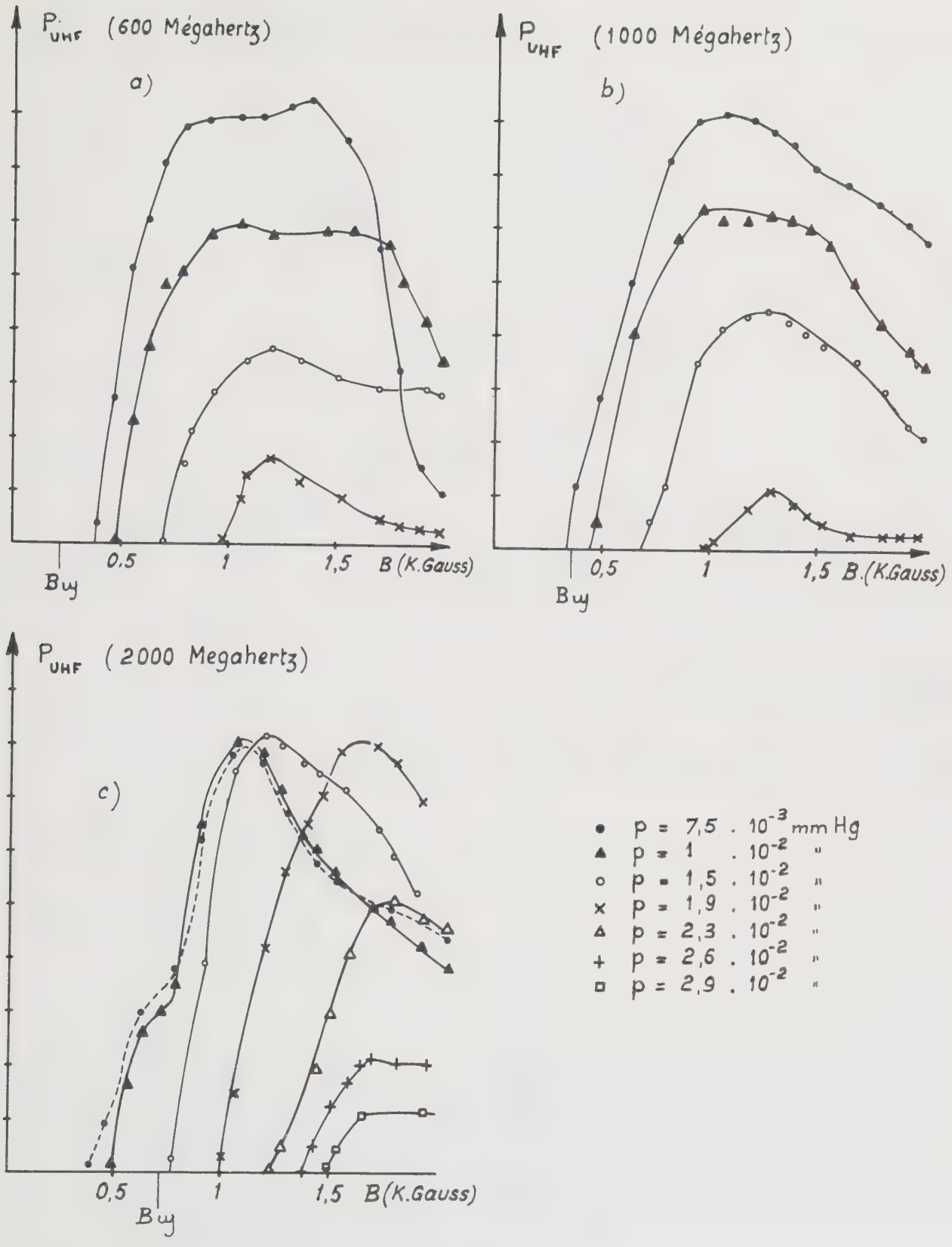

P UHF (600 Mégahertz)
a)
0,5
1
1,5 B (K.Gauss)
Bw
P UHF (1000 Mégahertz)
b)
0,5
1
1,5 B.(K.Gauss)
Bw
P UHF (2000 Megahertz)
c)
0,5
1
1,5 B(K.Gauss)
Bw
• p = 7,5 . 10-3 mm Hg
▲ p = 1 . 10-2 "
o p = 1,5 . 10-2 "
× p = 1,9 . 10-2 "
△ p = 2,3 . 10-2 "
+ p = 2,6 . 10-2 "
□ p = 2,9 . 10-2 "

Figure 18 -

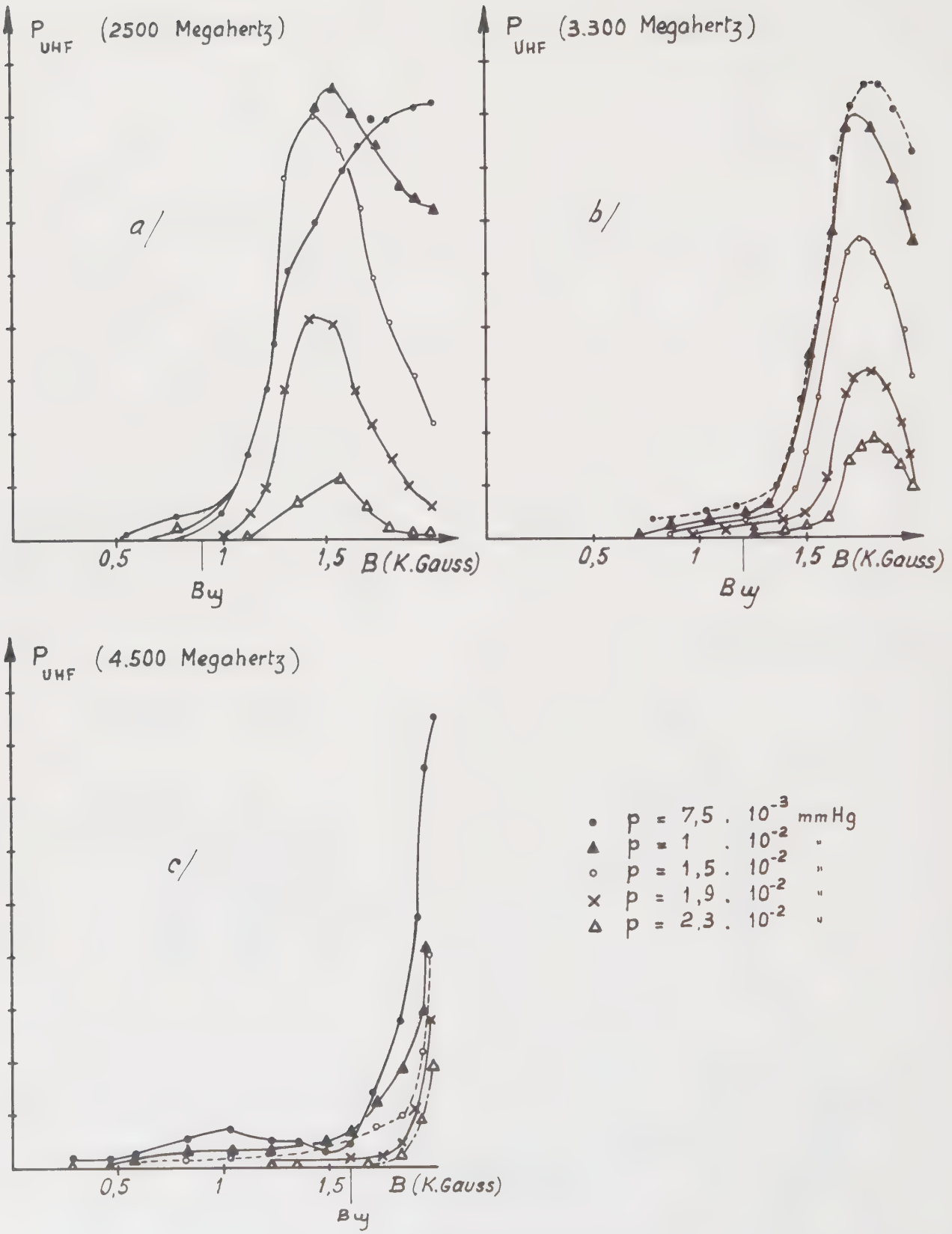

P UHF (2500 Megahertz)
a/
0,5
1
1,5 B (K.Gauss)
Bw
P UHF (3.300 Megahertz)
b/
0,5
1
1,5 B (K.Gauss)
Bw
P UHF (4.500 Megahertz)
c/
0,5
1
1,5 B (K.Gauss)
Bw
• p = 7,5 . 10-3 mmHg
▲ p = 1 . 10-2 "
○ p = 1,5 . 10-2 "
× p = 1,9 . 10-2 "
△ p = 2,3 . 10-2 "

Figure 19 -

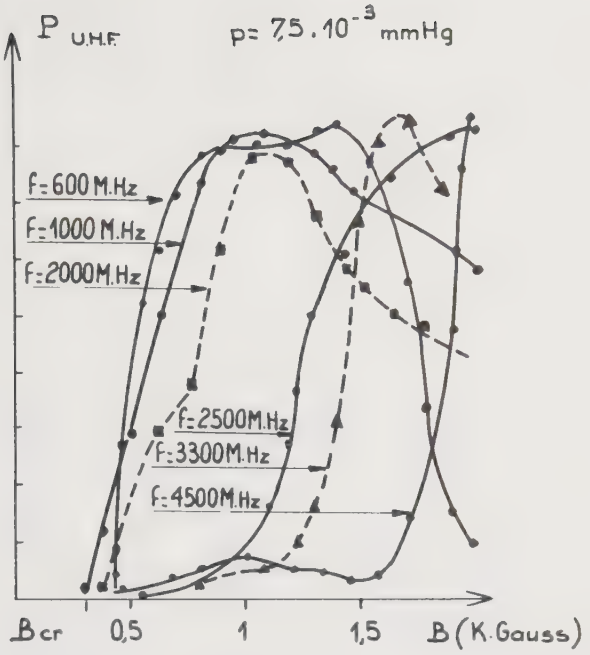


Figure 20 -

d'émission pour une valeur $B = B_{cr'}$, bien supérieure à B_{ce} . Plusieurs résultats montrent l'analogie qui existe entre cette valeur $B_{cr'}$ et la valeur B_{cr} relevée dans la première expérience.

La variation de la densité du plasma modifie la forme des courbes $P_{U.H.F.} = f(B)$. Les courbes relevées sur le deuxième montage (fig. 22) montrent que pour les courants élevés, c'est-à-dire pour des densités de plasma comparables à celles de la première expérience l'émission n'est effectivement importante que pour les valeurs de B supérieures à $B_{cr'}$.

De plus des modifications comparables de l'état d'équilibre de la décharge seront observées (chap. III) dans les deux expériences respectivement pour les valeurs B_{cr} et $B_{cr'}$.

D - Commentaires.

Les remarques précédentes permettent donc de considérer qu'il existe en fonction du champ magnétique B appliqué deux domaines de génération des hyperfréquences :

- d'une part une fréquence f donnée est fortement amplifiée lorsque le champ magnétique dépasse la valeur $B_{ce} = \frac{2\pi m_e f}{e}$,

- d'autre part, pour une pression donnée il existe pour toutes les fréquences de la bande U.H.F. considérée un champ magnétique B_{cr} au-dessus duquel toutes ces fréquences sont amplifiées.

L'importance relative des deux domaines d'amplification paraît liée à la densité du plasma.

La considération de ces deux domaines d'amplification permet de comprendre la deuxième remarque faite sur les résultats relatifs au deuxième montage, c'est-à-dire le fait que la pression $P_{M.M}$ dépend de la fréquence analysée. Il suffit pour cela d'admettre que l'égalité des valeurs $B_{cr'}$ et B_{ce} pour une fréquence donnée entraîne une amplification maximum de cette fréquence au voisinage de $B_{cr'} = B_{ce}$ et que, par analogie avec les résultats obtenus sur le premier montage, la valeur $B_{cr'}$ dépend de la pression. L'égalité $B_{cr'} = B_{ce}$ sera alors réalisée pour des pressions d'autant plus fortes que la fréquence analysée sera plus élevée ce qui se traduira expérimentalement par un maximum maximorum d'émission pour des pressions variables, la réalisation de la condition $B_{cr'} = B_{ce}$ contrariant l'amortissement collisionnel pour les pressions les plus basses.

Ceci permet par ailleurs de comprendre de façon encore plus significative le fait que sur les courbes relevées à 2 000 Mégahertz sur le premier montage (fig. 18c) l'amortissement collision-

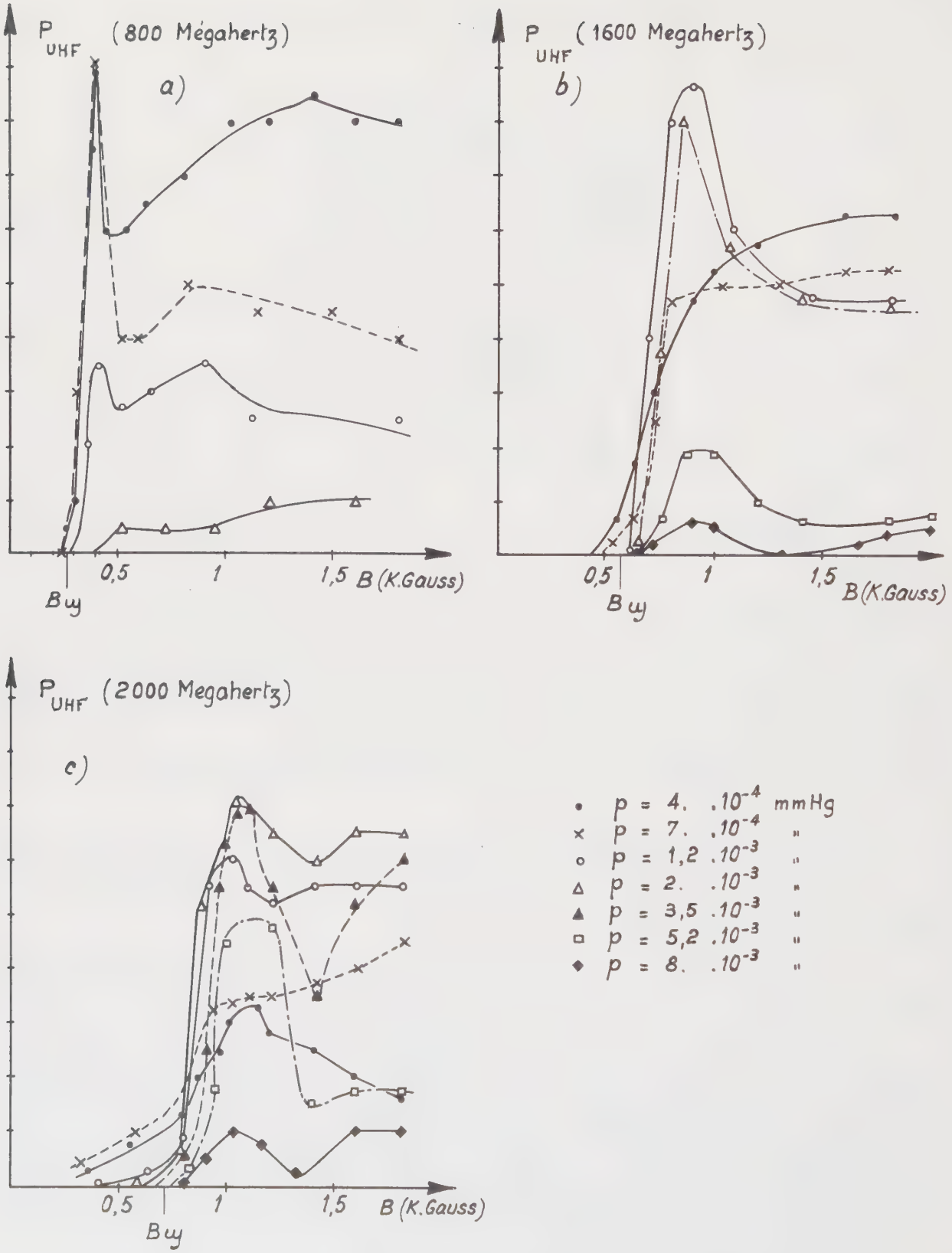

P UHF (800 Mégahertz)
a)
0,5
1
1,5
B (K.Gauss)
B w
P UHF (1600 Megahertz)
b)
0,5
1
1,5
B (K.Gauss)
B w
P UHF (2000 Megahertz)
c)
0,5
1
1,5
B (K.Gauss)
B w
• p = 4. .10-4 mmHg
× p = 7. .10-4 "
o p = 1,2 .10-3 "
△ p = 2. .10-3 "
▲ p = 3,5 .10-3 "
□ p = 5,2 .10-3 "
◆ p = 8. .10-3 "

Figure 21 -

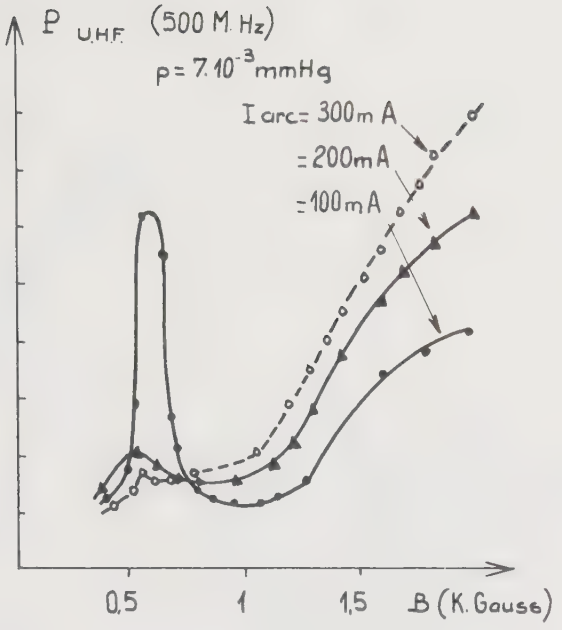


Figure 22 -

nel n'apparaît pas pour les pressions les plus basses. On constate en effet ici que l'égalité $B_{cr} = B_{ce}$ est parfaitement vérifiée pour une pression de $1,5.10^{-2}$ mmHg.

Ces différentes remarques permettent de schématiser les variations de la puissance d'émission $P_{U.H.F.}$ en fonction du champ magnétique B et de la fréquence analysée f (fig. 23) en remarquant que les seuils d'amplification B_{cr} et B_{ce} sont représentés dans le plan f, B par les deux droites $B = B_{cr}$ et $B = \frac{2\pi m_e f}{e}$.

Notons enfin que l'émission s'atténue généralement pour les champs magnétiques maxima utilisés ainsi que pour les fréquences très élevées. Ce dernier résultat a été contrôlé avec soin dans la première expérience [9] [20] : un rapport de 20 db a été constaté entre les puissances maxima émises à 3 300 Mégahertz et 4 500 Mégahertz. D'autre part dans la deuxième expérience il n'est pas possible de détecter une émission pour des fréquences supérieures à 2 500 Mégahertz et le niveau de l'émission est nettement plus faible à 2 000 Mégahertz qu'à 1 000 Mégahertz.

En résumé on remarque l'influence prépondérante du champ magnétique sur l'amplitude de l'émission U. H. F. On note le rôle particulier de la fréquence cyclotron des électrons dans le spectre d'émission. Enfin l'existence d'une valeur de champ magnétique B_{cr} pour laquelle se produit un changement brutal du niveau d'émission de toute la bande U. H. F. permet d'envisager un moyen d'étude comparative par faible variation de B des propriétés du plasma "stable" ($B < B_{cr}$) et du plasma "instable" ($B > B_{cr}$).

III - COMPARAISON DES DEUX BANDES D'EMISSION -

Les résultats précédents justifient à postériori la séparation du spectre d'émission en deux bandes distinctes.

Si on compare les résultats obtenus dans les deux bandes sur le deuxième montage on voit en effet :

- que pour une pression donnée les valeurs de champ magnétique correspondant aux variations importantes du niveau d'émission sont différentes,

- que l'amortissement collisionnel est beaucoup plus sensible sur l'émission H. F. que sur l'émission U. H. F. Ce résultat sera utilisé dans la suite car il permettra d'étudier à haute pression un plasma perturbé uniquement par la présence d'instabilités U. H. F.

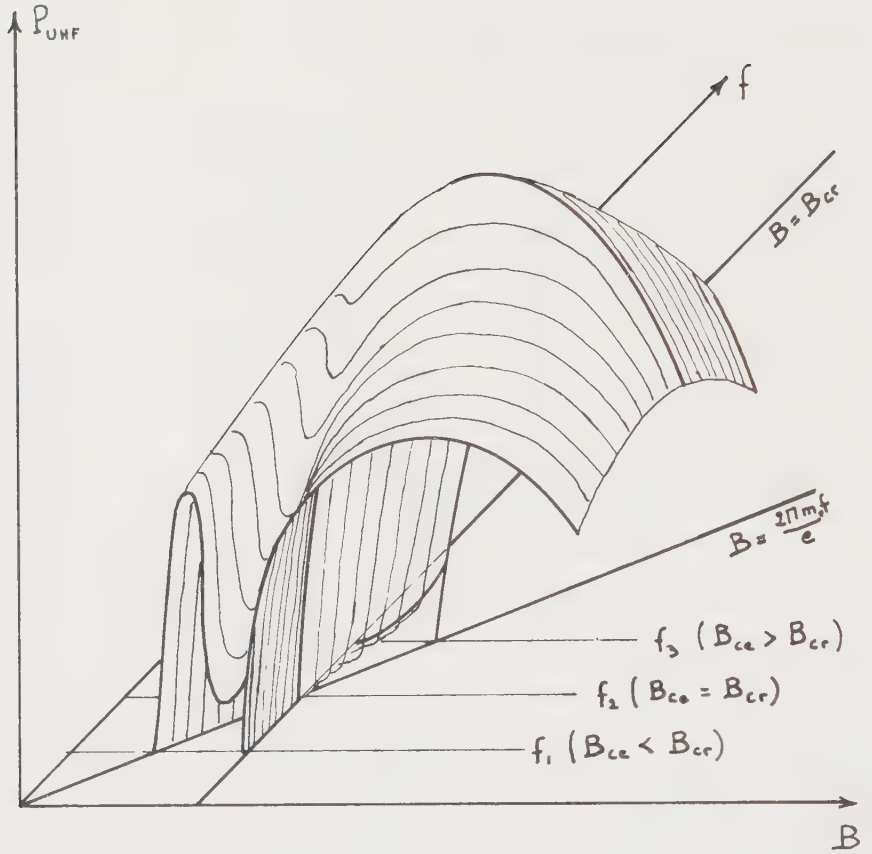


Figure 23 -

Notons cependant que pour les deux bandes d'émission une augmentation de pression entraîne pratiquement dans tous les cas une atténuation de signal.

Enfin la profonde dépendance du niveau d'émission envers le champ magnétique B permet dans les deux bandes de définir en fonction de ce dernier des domaines "stables" et des domaines "instables" et par suite d'effectuer l'étude comparative des propriétés du plasma dans ces différents domaines.

CHAPITRE III

INFLUENCE DES INSTABILITÉS SUR LES PROPRIÉTÉS DU PLASMA

I - LE PROBLEME -

Dans toutes les décharges fonctionnant en régime continu, lorsque l'état d'équilibre est atteint, il y a évidemment égalité entre le nombre N de particules créées par seconde dans le volume V et le nombre de particules perdues dans le même temps. La densité moyenne $\bar{n}$ qui caractérise alors le plasma obtenu est fonction du temps de vie moyen $\bar{\tau}$ des particules du plasma par la relation :

$$\bar{n} = \frac{N\bar{\tau}}{V}$$

qui montre en particulier que cette densité est proportionnelle au temps de vie moyen des particules.

De façon très générale le temps de vie d'une particule dans le volume V peut s'écrire :

$$\tau = \frac{L}{v}$$

L étant la distance que doit parcourir la particule pour atteindre la paroi ou les électrodes. ($L \gg \lambda$ libre parcours moyen des particules entre deux collisions), $\vec{v}$ sa vitesse d'entraînement moyenne qui par définition est reliée à la fonction de distribution des vitesses des particules considérées $f(\vec{w})$ par la relation :

$$\vec{v} = \frac{1}{n} \int \vec{w}\, f(\vec{w})\, d\vec{w} \qquad (1)$$

Cette vitesse $\vec{v}$ résulte de l'action de certaines forces appliquées aux particules. Dans le plasma étudié les forces les plus importantes sont des forces électriques dues principalement aux potentiels appliqués sur les électrodes et des forces de diffusion liées à la présence de gradients de densité dans le volume.

Dans un plasma faiblement ionisé l'expression de cette vitesse est solution de l'équation de conservation :

$$nm \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla}\right)\vec{v} = nq\,(\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) - \nabla\psi + \vec{P} \qquad (2)$$

A l'aide des expressions simplifiées classiques de $\vec{P}$ et $\nabla\psi$ [21] [22] [23].

$$\vec{P} = \int m\vec{w} \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{coll} \simeq - nm\, \nu \vec{v}$$

$$\nabla\psi = \vec{\nabla}.\overleftrightarrow{[(nm\,(\vec{w} - \vec{v})\,(\vec{w} - \vec{v})]} \simeq \overrightarrow{\nabla(nKT)}$$

et en considérant qu'à l'état stationnaire le premier membre de (2) est nul ($\vec{v}.\nabla\vec{v}$ du deuxième ordre en $\vec{v}$ est négligé pour les vitesses faibles) l'expression de $\vec{v}$ se met sous la forme :

$$\vec{v} = |\mu|\vec{E} + |D|\frac{\vec{\nabla n}}{n}$$

qui définit les coefficients de mobilité ($|\mu|$ et de diffusion $|D|$).

Dans un plasma sans champ magnétique les coefficients μ et D sont des scalaires.

La relation (2) s'écrit alors :

$$\vec{v} = \frac{q}{m\nu}\,\vec{E} + \frac{KT}{m\nu}\,\frac{\overrightarrow{\nabla n}}{n} \tag{3}$$

Si le champ magnétique n'est pas nul, $B = B_z$ la relation s'écrit en coordonnées cylindriques (r, θ, z).

$$\vec{v} = \frac{q}{m\nu} \begin{vmatrix} \dfrac{1}{1+\frac{\omega_c^2}{\nu^2}} & \dfrac{\frac{\omega_c}{\nu}}{1+\frac{\omega_c^2}{\nu^2}} & 0 \\ \dfrac{-\frac{\omega_c}{\nu}}{1+\frac{\omega_c^2}{\nu^2}} & \dfrac{1}{1+\frac{\omega_c^2}{\nu^2}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \vec{E} + \frac{KT}{m\nu} \begin{vmatrix} \dfrac{1}{1+\frac{\omega_c^2}{\nu^2}} & \dfrac{\frac{\omega_c}{\nu}}{1+\frac{\omega_c^2}{\nu^2}} & 0 \\ \dfrac{-\frac{\omega_c}{\nu}}{1+\frac{\omega_c^2}{\nu^2}} & \dfrac{1}{1+\frac{\omega_c^2}{\nu^2}} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \frac{\vec{\nabla} n}{n} \tag{4}$$

Ce résultat montre que les composantes, perpendiculaires au champ magnétique, des tenseurs de mobilité et de diffusion sont fortement réduites à condition que la fréquence cyclotron des particules

$$\omega_c = \frac{eB}{m}$$

soit supérieure à la fréquence de collisions ν de ces particules avec les neutres du gaz résiduel ce qui sera réalisé dans nos expériences pour des valeurs de champ magnétique généralement très faibles (B < 100 gauss). Les composantes des coefficients μ et D dans les directions r et θ sont alors proportionnelles à B^{-2}.

La présence d'un champ magnétique permet donc de ralentir les pertes de particules dans les directions perpendiculaires à ses lignes de forces et par suite d'augmenter leur temps de vie moyen.

Cependant on doit remarquer que ce résultat dont l'intérêt est évident, est directement lié aux hypothèses de l'équation de Boltzmann. S'il s'applique parfaitement au plasma stable idéal décrit par cette équation, sa validité dans des plasmas de laboratoire qui sont en particulier le siège de phénomènes oscillatoires collectifs a été souvent remise en cause depuis le travail de Bohm [6]. On sait que cet auteur a conclu à l'existence de fuites "anormalement accélérées" de particules dans la direction perpendiculaire aux lignes de force du champ magnétique en présence d'instabilités et a donné une loi de variation en B^{-1} pour le coefficient D dans cette direction.

En fait bien que l'interprétation des résultats obtenus par Bohm, puis par d'autres auteurs [1] [4] puisse être controversée [12], ces travaux ont mis en évidence l'action perturbatrice certaine des instabilités sur les propriétés macroscopiques du plasma.

Nous présentons dans ce qui suit l'étude que nous avons effectuée sur la décharge reflex pour controler cette action et plus précisément pour vérifier les possibilités d'application des résultats (4) aux plasmas obtenus.

II - LES POSSIBILITES DE CONTROLE -

La validité d'application des résultats (4) aux plasmas étudiés peut être testée expérimentalement :

- par la vérification directe des relations (4) ce qui nécessitera en particulier une mesure de la vitesse d'entraînement moyenne $\vec{v}$,

- par la vérification des conséquences que l'on peut attendre de ces résultats sur les propriétés macroscopiques de la décharge. Outre les résultats généraux obtenus précédemment une étude plus détaillée de l'équilibre de la décharge sera nécessaire pour préciser ces conséquences.

A - La méthode directe. [24]

Nous pourrons expliciter les relations (4) dans le cas plus précis qui nous intéresse d'un système à symétrie cylindrique pour lequel $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$. Les expressions des vitesses sont alors :

$$v_{iz} = \mu_i E_z - \frac{D_i}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial z} \tag{5}$$

$$v_{ez} = -\mu_e E_z - \frac{D_e}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial z} \tag{6}$$

$$v_{ir} = \mu_{i\perp} E_r - \frac{D_{i\perp}}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial r} \tag{7}$$

$$v_{er} = -\mu_{e\perp} E_r - \frac{D_{e\perp}}{n_e} \frac{\partial n_e}{\partial r} \tag{8}$$

$$v_{i\theta} = \mu_i B v_{ir} \tag{9}$$

$$v_{e\theta} = \mu_e B v_{er} \tag{10}$$

$$\mu_{i,e} = \frac{e}{m_{i,e} \nu_{i,e}} \; ; \; D_{i,e} = \frac{KT_{i,e}}{m_{i,e} \nu_{i,e}} \tag{11}$$

avec

$$\mu_{i,e\perp} = \frac{1}{1 + \frac{\omega^2_{ci,e}}{\nu^2_{i,e}}} \; ; \; D_{i,e\perp} = \frac{1}{1 + \frac{\omega^2_{ci,e}}{\nu^2_{i,e}}} D_{i,e} \tag{12}$$

Si on sait mesurer correctement champ électrique, gradient de densité et vitesses moyennes on peut contrôler directement la validité de ces relations. La difficulté de cette méthode sera évidemment une difficulté de mesure. On remarque en effet que ces relations sont valables localement. On doit donc connaître dans un petit élément de volume les valeurs de $\vec{E}$, $\frac{\overrightarrow{\nabla n}}{n}$, $\vec{v}$, ce qui impose pratiquement de faire les mesures à l'aide de sondes électrostatiques.

Les mesures de potentiels et de densités n'offrent pas de difficultés de principe dans un plasma maxwellien, mais dans le plasma que nous étudions qui n'est par définition pas maxwellien puisqu'il existe une vitesse d'entraînement moyenne $\vec{v}$ non nulle, les caractéristiques de sonde vont être perturbées. Cependant nous devons remarquer :

- d'une part que les résultats que nous voulons vérifier ne sont valables que pour des vitesses $\vec{v} \lesssim$ à la vitesse thermique des particules, les perturbations étant donc faibles dans ce cas,

- d'autre part que les erreurs absolues faites sur les mesures de potentiel et de densités seront fortement atténuées par le fait que les quantités dont nous avons besoin sont des gradients de potentiel et des gradients de densité.

Pour mesurer $\vec{v}$, nous avons précisément essayé d'estimer les modifications apportées aux caractéristiques de sondes lorsque une vitesse moyenne $\vec{v}$ venait s'ajouter à la vitesse d'agitation thermique, cette dernière étant seule responsable du courant de sonde dans un plasma maxwellien. Qualitativement il est clair que, suivant la direction relative de la vitesse $\vec{v}$ et de la normale à la surface de la sonde, le rôle de cette vitesse sera d'accroître ou de diminuer le nombre des particules qui devraient atteindre la sonde par le seul effet de l'agitation thermique.

Puisqu'en présence de champ magnétique seule l'exploitation du courant ionique des caractéristiques est possible, nous avons tenté d'estimer quelle perturbation était apportée à ce courant par la présence de la vitesse $\vec{v}$.

Rappelons le calcul de l'expression du courant de saturation ionique fait par Bohm [17]. L'auteur considère qu'autour d'une sonde plongée dans un plasma et polarisée négativement par rapport à celui-ci, il existe trois régions : (fig. 24).

- une gaine étroite avec forte chute de potentiel,

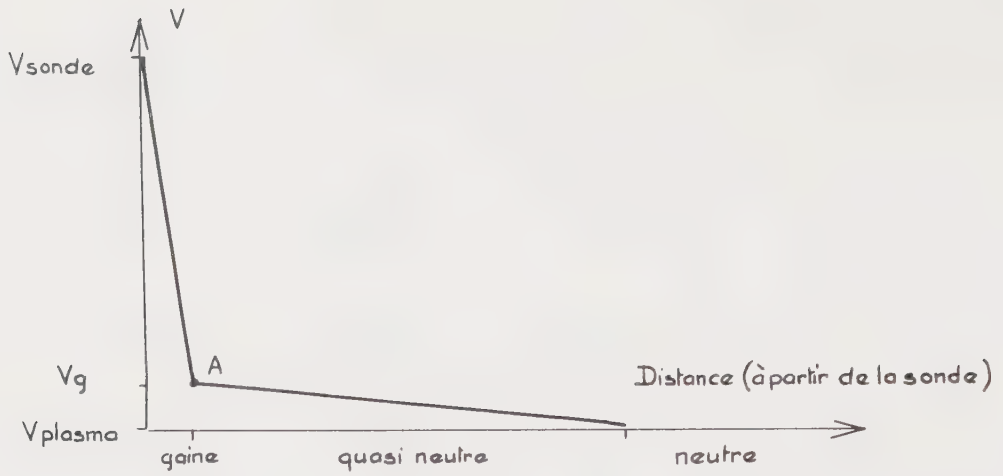


Figure 24 -

- une zone de plasma quasi-neutre dans laquelle existe - et ceci est une condition de stabilité de la gaine - une chute de potentiel de l'ordre de $\frac{KT_e}{e}$, bien que $n_i \simeq n_e$,

- le plasma neutre.

Bohm calcule le flux des ions au point A qui est aussi le flux sur la sonde en écrivant la vitesse moyenne des ions en ce point dans la direction perpendiculaire à la sonde :

$$\eta_i = \sqrt{\frac{2}{m_i}\left(eV_g + \frac{KT_i}{3}\right)}$$

et leur densité :

$$n_{iA} = n_{eA} = n \exp\left(-\frac{eV_g}{KT_e}\right)$$

d'après la loi de Boltzmann (n densité dans le plasma) et l'hypothèse de quasi-neutralité.

La valeur maximum possible de $j_i = en_{iA}\eta_i$ est obtenue pour $\frac{dj_i}{dV_g} = 0$, soit $eV_g = \frac{KT_e}{2} - \frac{KT_i}{3}$.

Pour des raisons liées à la stabilité dans la gaine, Bohm pense que cette valeur maximum est en fait la valeur du courant de saturation ionique :

$$j_i^s = en\frac{2}{m_i}\frac{KT_e}{2}\exp -\frac{\frac{KT_e}{2} - \frac{KT_i}{3}}{KT_e}$$

qui, lorsque $T_i \ll T_e$, permet de retrouver la formule classique utilisée généralement pour les mesures de densité :

$$n_i = n_e = \frac{I_i^s}{0,4}\frac{1}{eS_g\sqrt{\frac{KT_e}{m_i}}} \qquad \text{avec} \qquad I_i^s = S_g j_i^s$$

Supposons maintenant que les ions et les électrons ont, dans le plasma, respectivement les vitesses v_e et v_i . On peut définir les potentiels tels que :

$$\frac{1}{2} m_i v_i^e = eV_i$$

$$\frac{1}{2} m_e v_e^2 = eV_e$$

Dans le cas où $\vec{v}_i$ est dirigé perpendiculairement à la surface collectrice de la sonde, nous pouvons écrire, en suivant le raisonnement de Bohm :

$$\eta_i = \sqrt{\frac{2}{m_i} eV_g + \frac{KT_i}{3} \pm eV_i}$$

la vitesse moyenne $\sqrt{\frac{2eV_i}{m_i}}$ étant évidemment ajoutée ou retranchée en fonction de son sens par rapport à celui de la normale à la surface collectrice de la sonde.

Si de plus on remarque que dans le cas où les gradients sont faibles, on a :

$$\frac{1}{2} m_i v_i^2 \simeq \frac{1}{2} m_i v_e^2 \simeq \frac{KT_i}{3} < \frac{KT_e}{2}$$

et

$$\frac{1}{2} m_e v_e^2 \ll \frac{KT_e}{2}$$

on peut considérer que la fonction de distribution des électrons est très peu perturbée par la vitesse $\vec{v}_e$ qui est beaucoup plus faible que leur vitesse thermique. En ce cas, la loi de Boltzmann reste valable et :

$$n_{iA} \simeq n_{eA} \simeq n \exp -\frac{eV_g}{KT_e}$$

$$j_i = en \sqrt{\frac{2}{m_i} \left(eV_g + \frac{KT_i}{3} \pm eV_i \right)}$$

$$j_i^s (\pm v_i) = en \frac{2}{m_i} \frac{KT_e}{2} \exp -\left[\frac{\frac{KT_e}{2} - \frac{KT_i}{3} \mp eV_i}{KT_e} \right]$$

On trouve alors, en négligeant les termes d'ordre 2 en $\frac{m_i v_i^2}{2 KT_e}$

$$v_i^2 = \frac{2 KT_e}{m_e} \cdot \frac{j_i^s (+ v_i) - j_i^s (- v_i)}{j_i^s (+ v_i) + j_i^s (- v_i)} \qquad (13)$$

expression de la vitesse moyenne v_i des ions dans la direction perpendiculaire à la surface collectrice de la sonde, en fonction des deux courants de saturation ionique $j_i^s(+ v_i)$ et $j_i^s(- v_i)$ obtenus pour les deux positions opposées à 180° de cette surface collectrice.

Nous avons donc en principe la possibilité de contrôler directement les relations (11) (12) pour les ions. La méthode, à condition que la seule différence entre les courants de saturation ionique $j_i^s(+ v_i)$ et $j_i^s(- v_i)$ soit due à la vitesse v_i, ce qui nécessitera en particulier l'utilisation de deux sondes rigoureusement identiques, ou même d'une seule sonde pour les deux mesures, permettra de déceler des $\Delta j_i^s / j_i^s$ minima de l'ordre de 0,1 d'où, d'après l'expression (13), de mesurer des vitesses v_i de l'ordre de la vitesse thermique des ions $\left(\text{en considérant que } KT_i \simeq \frac{KT_e}{2}\right)$. La principale cause d'erreur sera évidemment introduite par l'utilisation de l'expression (13) de la vitesse dont l'établissement est en particulier lié directement à la validité de l'hypothèse de Bohm sur l'existence de la région quasi-neutre entre la gaine et le plasma. Cependant, si la valeur absolue de la vitesse v_i que l'on pourra déduire de la mesure n'est pas sûre, son sens de variation directement lié à une expression de la forme :

$$\left[\frac{j_i^s (+ v_i) - j_i^s (- v_i)}{j_i^s (+ v_i) + j_i^s (- v_i)} \right]^n$$

qui est physique satisfaisante, sera sûrement correct.

B - Etude des propriétés de la décharge à l'équilibre.

Les relations (12) montrent que les coefficients $D_\perp$ et $\mu_\perp$ dépendent fortement des paramètres caractéristiques : champ magnétique (ω_c), pression (ν). Cette dépendance va entraîner des modifications du régime d'équilibre de la décharge en fonction de ces paramètres.

On a vu en particulier de façon schématique qu'une augmentation de champ magnétique, doit théoriquement entraîner une augmentation du temps de vie des particules, et par suite de la densité du plasma toutes choses restant égales par ailleurs. La seule mesure de la densité moyenne peut donc donner une vérification expérimentale qualitative de ce résultat. Plus précisément dans notre expérience, les perturbations apportées par la présence d'instabilités pourront être estimées par comparaison des densités dans les domaines "stables" et les domaines "instables".

Des conclusions plus précises ne pourront évidemment être obtenues qu'en étudiant plus en détail le mécanisme d'équilibre de la décharge. De façon idéale si on suppose que les phénomènes de transport dans le plasma obéissent à l'équation (2), on peut déduire théoriquement, compte tenu de l'équation de conservation des particules et des équations de Maxwell, l'évolution des cartes de potentiel et de densité dans la décharge en fonction des paramètres de celle-ci. On peut alors confronter ces prévisions aux résultats expérimentaux.

En pratique le problème dans son ensemble est extrêmement complexe dans les décharges que nous utilisons. En effet il faut résoudre le système à 14 inconnues n_i, n_e, $\vec{v}_i$, $\vec{v}_e$, $\vec{E}$, $\vec{B}$.

$$\vec{\nabla} . (n_i \vec{v}_i) = I \tag{14}$$

$$\vec{\nabla} . (n_e \vec{v}_e) = I \tag{15}$$

$$n_i q_i (\vec{E} + \vec{v}_i \wedge \vec{B}) - KT_i \vec{\nabla} n_i - \nu_i m_i n_i \vec{v}_i = 0 \tag{16}$$

$$n_e q_e (\vec{E} + \vec{v}_e \wedge \vec{B}) - KT_e \nabla n_e - \nu_e m_e n_e \vec{v}_e = 0 \tag{17}$$

$$\vec{\nabla} . \vec{E} = \frac{q_i (n_i - n_e)}{\varepsilon_o} \tag{18}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = 0 \tag{19}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_o q_i (n_i \vec{v}_i - n_e \vec{v}_e) \tag{20}$$

$$\vec{\nabla} . \vec{B} = 0 \tag{21}$$

en supposant par ailleurs que l'on peut connaître la température du plasma, les fréquences de collisions des particules avec les neutres (hypothèse du gaz faiblement ionisé), le terme de création et de recombinaison en volume I et que l'on est capable de fixer des conditions aux limites correctes pour les densités et les potentiels. Une résolution algébrique d'un tel système ne peut être envisagée qu'en faisant de nombreuses hypothèses simplificatrices.

Par exemple l'étude de la colonne positive effectuée par cette méthode [25] [1] est rendue possible par des hypothèses raisonnables :

- sur les champs électriques : $E_\theta = 0 \qquad E_z = C^{te}$
- sur les densités : $n_i = n_e = n \; ; \; \frac{\partial n}{\partial z} = 0 \qquad \frac{\partial n}{\partial \theta} = 0$
- sur les vitesses : $v_{ir} = v_{er}$ (cette dernière hypothèse associée à la condition $n_i = n_e$ est l'hypothèse d'ambipolarité parfaite dans la direction r). Le système simplifié ainsi obtenu permet d'avoir la répartition radiale de la densité solution de l'équation :

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{Z}{D_{a\perp}} n = 0 \tag{22}$$

ou $D_{a\perp}$, coefficient de diffusion ambipolaire dans la direction r, est défini par la relation :

$$n v_r = n_i v_{ir} = n_e v_{er} = - D_{a\perp} \frac{\partial n}{\partial r} .$$

$$Z = \frac{I}{n} = \frac{N}{Vn} = \frac{1}{\tau} ,$$

est l'inverse du temps de vie des particules.

Dans la décharge reflex, l'examen de la carte de potentiel que nous avons schématisé (fig. 25) compte tenu de la géométrie de la décharge, de la position des électrodes et évidemment des mesures effectuées à l'aide de sondes électrostatiques, montre que la mise en équation d'un tel système est très complexe en particulier à cause des perturbations apportées dans les bouts par la présence des électrodes. En conséquence, l'étude faite à l'aide de nombreuses approximations est essentiellement une étude physique schématique du mécanisme de la décharge dans laquelle nous avons essayé en particulier de prévoir l'évolution de la distribution radiale de densité dans le centre de la colonne et de la distribution de potentiel au voisinage des anodes en fonction des paramètres champ magnétique et pression.

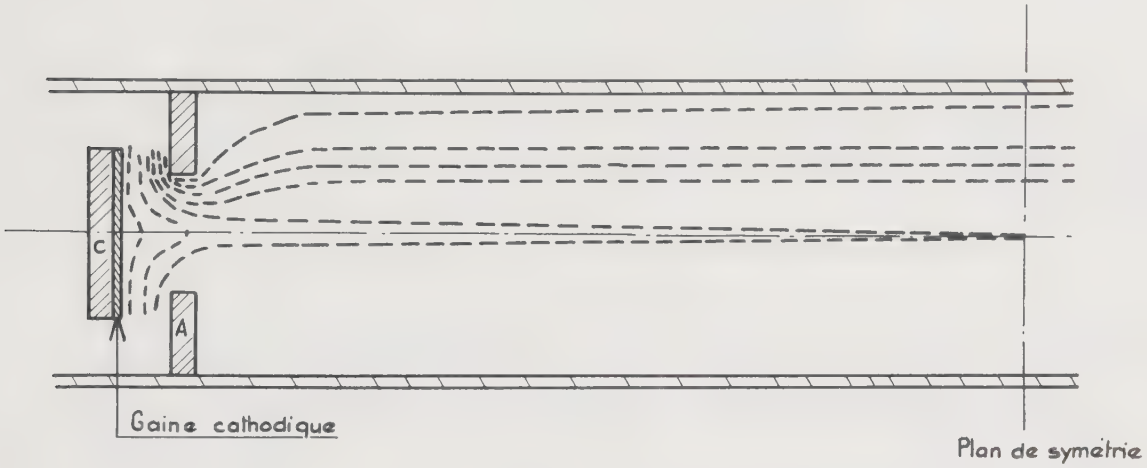


Figure 25 -

1/ *La distribution radiale de densité dans la colonne.*

Considérons le cylindre de plasma au voisinage du plan médian. Les seules hypothèses possibles pour simplifier le système (14 - 21) sont ici $\frac{\partial}{\partial \theta} = 0$ et $n_i = n_e = n$. En effet la carte de potentiel et les mesures montrent que la position des anodes crée dans cette région un champ électrique trop important pour que la diffusion puisse être considérée comme ambipolaire.

Par contre on peut faire plusieurs remarques sur le second membre I des équations (13, 15) : en effet si on considère que les recombinaisons en volume sont peu probables vu leurs sections efficaces, I est le nombre de particules créées par unité de temps et de volume. En d'autres termes I est le nombre de chocs inélastiques ionisants par unité de temps et de volume et ce nombre peut être considéré comme proportionnel à la densité des particules rapides dans le volume en supposant simplement qu'il n'y a pas de gradient de pression de neutres dans la colonne ce qui se justifie parfaitement dans le cas des plasmas faiblement ionisés.

On peut toujours écrire $I = Zn = \frac{n}{\tau}$, τ étant par définition le temps de vie des particules de densité n. Faisons l'hypothèse, justifiée par la forte réduction des vitesses radiales par le champ magnétique, que Z ne dépend pas de r, à condition que l'on ne s'intéresse qu'aux particules créées suffisamment loin des parois de l'enceinte de rayon b. On a alors $I_{(r)} = Zn_{(r)}$, ce qui signifie que la distribution radiale de la densité des particules lentes $n_{(r)}$ est proportionnelle à la distribution radiale de la densité des particules rapides $n_{f(r)}$. En particulier l'évolution de la distribution $n_{(r)}$ en fonction du champ magnétique va être conditionnée par l'évolution de la distribution $n_{f(r)}$ que nous allons étudier.

Pour cela nous devons remarquer que les électrons rapides qui sont responsables de l'ionisation du gaz sont arrachés aux cathodes par les ions accélérés dans les gaines et sont émis dans un cercle de rayon a (rayon du trou anodique) avec une énergie de l'ordre de 500 électrons volts (chute de gaine cathodique). Ces électrons ont avec les neutres du gaz résiduel des chocs inélastiques et des chocs élastiques avec des sections efficaces du même ordre de grandeur pour les énergies supérieures à 100 volts ($\sigma \simeq 10^{-16}$ cm^2).

Ces électrons ne nous intéressent que dans la mesure où ils ont une énergie suffisante pour pouvoir ioniser le gaz, c'est-à-dire tant qu'ils ont une énergie supérieure à l'énergie d'ionisation

de l'hydrogène ($eV_i \simeq 15e$ Volts). Le nombre de collisions 2α que subira en moyenne un électron rapide avant de perdre toute son énergie utile peut être estimé en considérant que $\sigma_i + \sigma_{ex} \simeq \sigma_{eM} \simeq 2.10^{-16}$ cm^2 c'est-à-dire que le nombre de chocs inélastiques avec perte d'énergie est en moyenne égal au nombre de chocs élastiques sans perte d'énergie pour un électron d'énergie supérieure à 100 volts [24] [25].

$$2\alpha = 2\,\frac{V - V_i}{V_i + gV_{ex}} \simeq 30$$

$eV \simeq 500$ eV : énergie initiale des électrons primaires
$eV_i \simeq 15$ eV : énergie d'ionisation du gaz (hydrogène)
$eV_{ex} \simeq 12$ eV : énergie d'excitation du gaz (hydrogène)
$g \simeq 1$: rapport des sections efficaces d'excitation et d'ionisation.

Ces électrons émis par les cathodes ont une vitesse initiale approximativement parallèle au champ magnétique. Ils vont diffuser à travers les lignes de forces du champ grâce aux collisions avec les neutres. Si on suppose que dans les chocs la vitesse des électrons se répartit de façon isotrope dans toutes les directions l'énergie moyenne qu'ils vont acquérir dans la direction r peut être estimée à

$$\frac{500 - 15}{2} \times \frac{1}{3} \simeq 80 \text{ e. Volts}$$

Leur rayon de gyration sera alors par exemple pour un champ magnétique de 100 gauss

$$R = \frac{m_e\, v_e}{eB} = 0,3 \text{ cm}$$

et la distance moyenne maxima Δr que pourront parcourir ces électrons rapides dans la direction r avant de perdre leur énergie utile sera pour ce champ :

$$\Delta r = 0,3 \times 30 \simeq 10 \text{ cm}$$

Ce résultat signifie qu'il est pratiquement impossible de trouver pour un champ magnétique donné B des électrons susceptibles d'ioniser le gaz à une distance de l'axe supérieure à $\Delta r + a$, avec $\Delta r \simeq 30 \times \frac{mv}{eB}$ et a, rayon du trou anodique.

Remarquons que ce résultat suppose que champ magnétique et pression sont suffisants pour qu'en moyenne tous les électrons rapides puissent perdre toute leur énergie utile avant de tomber sur les parois ou sur les anodes. Cette remarque sera prise en considération plus loin.

Le calcul précédent nous permet donc d'estimer un rayon maxima de la colonne rapide, mais ne permet évidemment pas d'atteindre la distribution $n_{f(r)}$. Toutefois on peut avoir une bonne vue qualitative des phénomènes en considérant que cette distribution est de la forme $J_o\left(2,4\,\frac{r}{r_o}\right)$ qui est physiquement satisfaisante et donne de plus une densité nulle pour le rayon $r = r_o$. On peut alors représenter les variations de densité $n_{f(r)}$ par la fonction :

$$n_{f(r)} = n_{f(r=0)} \cdot J_o\left(\frac{2,4\,r}{a + \Delta r}\right) \tag{23}$$

Nous avons porté (fig. 26) la distribution $n_{f(r)}$ pour différentes valeurs du champ magnétique en supposant $n_{f(o)}$ constant :

avec : $a = 2$ cm

$\Delta r = 10$ cm pour $B = 100$ gauss.

Ces courbes demandent certains commentaires :

a) Pour les faibles valeurs de B, la distribution théorique n'est nulle que pour une valeur de r supérieure au rayon b du tube. En pratique, la loi est assez bien vérifiée pour les rayons $r < b$. Il est alors évident que de nombreuses particules rapides tombent sur le tube avant d'avoir perdu toute leur énergie utile. Considérons alors le bilan des particules à l'équilibre. Si $N = N_e = N_i$

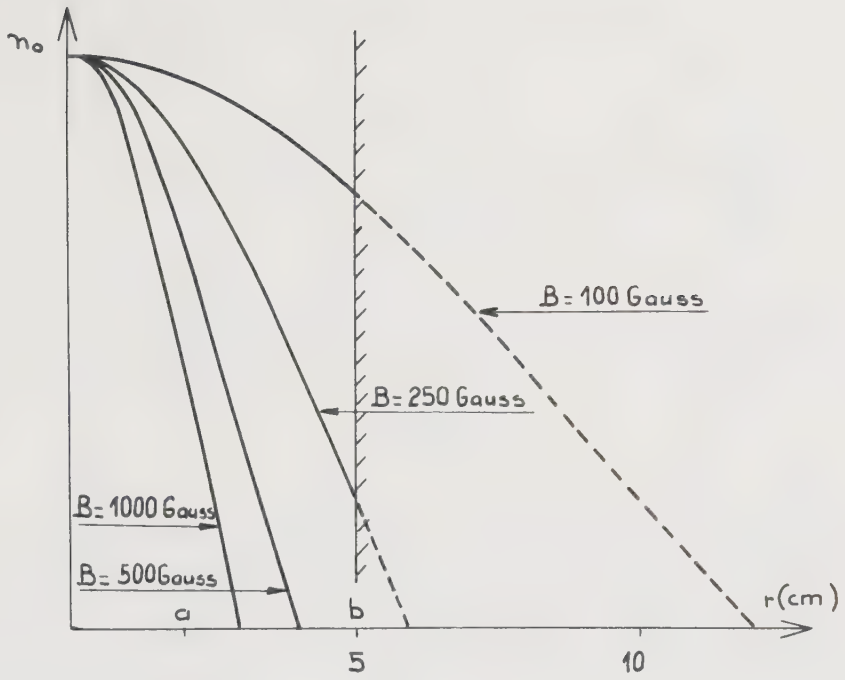


Figure 26 -

est le nombre de paire ions-électrons créé par seconde dans le volume, $\frac{N_e}{\alpha}$ électrons rapides ont été émis par la cathode pendant le même intervalle de temps, donc $\frac{N_i}{\alpha\beta}$ ions ont frappé la cathode.

α : nombre total de collisions ionisantes possible pour un électron rapide.

β : coefficient d'émission secondaire de la cathode.

La conservation des particules peut s'écrire :

- pour les ions : $N_i = \frac{N_i}{\alpha\beta} + \Phi$
- pour les électrons : $\frac{N_e}{\alpha} + N_e$ = courant électronique sur les anodes + Φ.

Le nombre de particules recombinées par seconde sur les parois et en volume s'écrit

$$\Phi = N_i \left(1 - \frac{1}{\alpha\beta}\right) + N_e \left(1 - \frac{1}{\alpha\beta}\right) = 2N \left(1 - \frac{1}{\alpha\beta}\right)$$

et le courant électronique sur les anodes

$$I_{arc} = e \frac{N_e}{\alpha} \left(1 + \frac{1}{\beta}\right)$$

La figure 27 schématise ce bilan simplifié des particules qui fait apparaître une condition nécessaire d'entretien évidente.

$$\alpha\beta > 1$$

β dépend du matériau de la cathode et plus faiblement de l'énergie des ions responsables de l'émission secondaire c'est-à-dire de la tension de décharge.

α dépend fortement de l'énergie initiale des électrons rapides, ainsi que de la possibilité qu'ils auront de perdre toute leur énergie c'est-à-dire de leur temps de vie dans le volume.

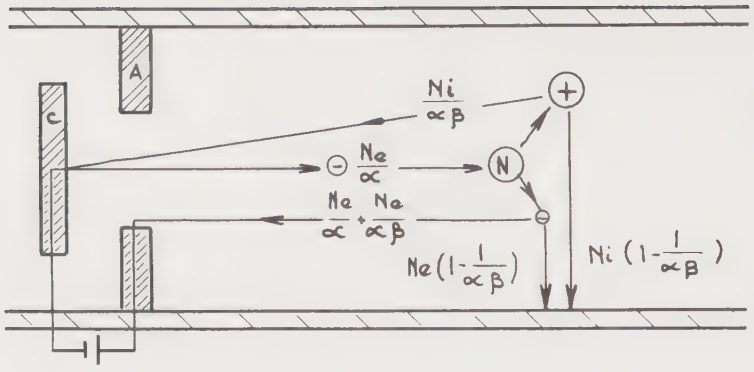


Figure 27 -

Le résultat qui apparaît sur la figure 26 est précisément que pour les faibles valeurs de B, α va avoir tendance à diminuer. Ceci devra être compensé par une augmentation de la tension de fonctionnement qui est bien observée expérimentalement dans tous les cas (fig. 7).

b) Pour les fortes valeurs de B, par exemple B = 1 000 gauss, la distribution radiale de densité des particules rapides devient nulle pour un rayon inférieur au rayon de l'enceinte. Compte tenu de l'hypothèse faite (Z indépendant de r), ceci veut dire que la densité du plasma ainsi calculée s'annule pour cette même valeur de rayon ce qui n'est pas physique et ne correspond pas aux observations expérimentales. Le résultat est une conséquence de l'hypothèse précédente et est consistant avec le fait que cette hypothèse n'est plus valable pour les fortes valeurs de B. On remarque cependant que pour les fortes valeurs de B la densité près du tube est toujours nettement plus faible que la densité au centre et que la courbe théorique donne une bonne représentation de la distribution expérimentale de densité, n(r) pour les rayons voisins du rayon a.

c) Compte tenu des remarques précédentes cette étude montre que l'augmentation de champ magnétique se traduit par un pincement de la colonne d'électrons rapides et par suite de la colonne d'électrons lents (dont la mesure est beaucoup plus accessible). Ce résultat peut paraître trivial. Cependant l'étude met en évidence le rôle primordial des électrons rapides dans ce phénomène. En effet il n'est pas possible de prévoir de façon satisfaisante un tel pincement par la seule considération de la diffusion des électrons lents dans la colonne [20]. Or cet effet est observé de façon très nette pour les faibles valeurs de champ magnétique conformément au résultat de la figure 26). De plus pour ces faibles valeurs de champ on remarque une luminosité de tout le volume qui témoigne bien de la présence d'électrons rapides dans toute la colonne.

2/ *Le courant anodique.*

La carte de potentiel (fig. 25) montre que la région anodique est fortement perturbée. Les champs électriques importants sont destinés à fournir le courant électronique I_{arc} nécessaire à l'anode.

Une partie de ce courant $I_{arc\perp}$ est recueillie par celle-ci perpendiculairement aux lignes de forces du champ magnétique. On peut donc s'attendre à ce que la variation de ce dernier apporte des modifications à l'équilibre du système. Nous avons essayé d'estimer cet effet :

- Considérons le plasma au voisinage de l'anode. Le courant doit s'écouler dans le plasma à travers une surface comparable à celle de l'anode. Nous aurons alors dans le plasma :

$$I_{arc\perp} = S_\perp n_{e\perp} e \mu_{e\perp} E_r = I_{arc} - S_{//} \overline{n_{e//}} e \mu_e \overline{E_z}$$

et de plus :

$$I_{arc\perp} = I_{arc\,//} \times \frac{S_\perp n_{e\perp} \mu_{e\perp} E_r}{S_{//} \overline{n_{e//}} \mu_e \overline{E_z}}$$

Nous pouvons à l'aide de ces deux relations estimer la valeur du courant $I_{arc\perp}$ et en déduire celle de $E_\perp$. Pour cela nous supposons :

a) que $\frac{E_r}{E_z} \simeq \frac{\frac{L}{2}}{R} \simeq 20$

L : longueur intéranodique

R = a rayon du trou intérieur de l'anode

b) que le rapport $\frac{n_{e\perp}}{\overline{n_{e//}}}$ est donné par la résultat précédent soit $n_{e\perp} = n_{e(r=0)}$

et $$\overline{n_{e//}} = \frac{n_{e(r=a)} + n_{e(r=b)}}{2}$$

Compte tenu de ces approximations et des valeurs théoriques de μ_e et $\mu_{e\perp}$ on peut calculer E_r au voisinage de l'anode en considérant que pour un courant I_{arc} = 100 mA la densité $n_{e(r=0)}$ est de l'ordre de 10^{10} cm^{-3}, la température électronique de 5 eV et la section efficace $\sigma_{eM} = 3.10^{-16}$ cm^2. On trouve alors

B (Gauss)	100	250	500	1 000
E_r (volts/cm) $p = 10^{-2}$ mmHg	2,5	5,6	11	33
E_r (volts/cm) $p = 10^{-3}$ mmHg	0,25	0,5	1,1	3,3

On remarque sur les courbes tracées à l'aide de ces résultats (fig. 28) :

a) l'augmentation importante du champ E_r au voisinage de l'anode lorsque B augmente. Ce résultat traduit le fait que lorsque B augmente, la diminution de la mobilité $\mu_{e\perp}$ doit être compensée par une augmentation du champ électrique pour que la fraction de courant $I_{arc\perp} \propto \mu_{e\perp} E_r$ atteigne l'anode.

b) l'augmentation de E_r quand la pression augmente. Ce résultat traduit un effet analogue à l'effet de court circuit proposé par Simon [11]. La dépendance linéaire du champ E_r envers la pression est liée à l'indépendance envers ce paramètre de la distribution $n_{e(r)}$ calculée précédemment. C'est une conséquence directe du fait que cette distribution $n_{e(r)}$ est conditionnée par la dif-

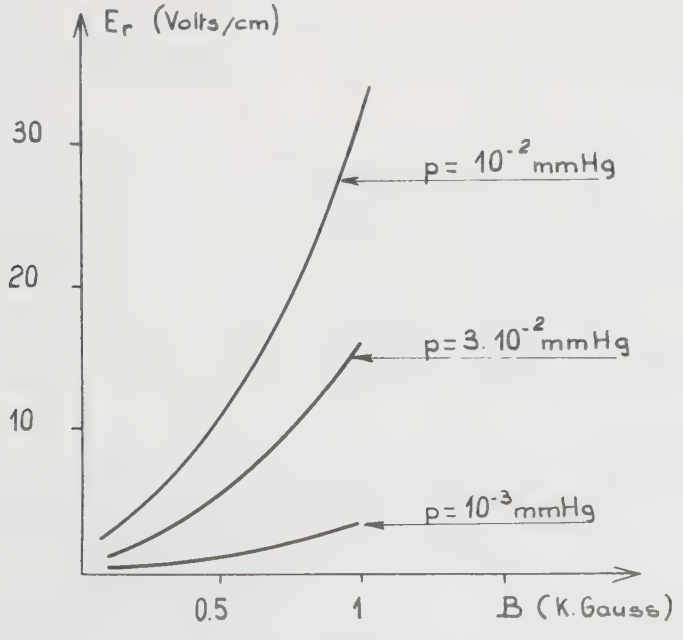


Figure 28 -

fusion des électrons rapides, lesquels dans la mesure où leur temps de vie est suffisant, diffusent dans la colonne indépendamment de la pression. La prise en considération de la diminution de ce temps de vie pour les très faibles valeurs de B et p aurait pour effet d'augmenter les valeurs de E_r calculées.

C - Analyse en fonction du temps.

Les considérations précédentes permettent de déduire certaines lois de variation de l'état stationnaire de la décharge en fonction des paramètres champ magnétique et pression dont dépendent les coefficients de transport $|\mu|$ et $|D|$. Toute cette étude concerne des quantités indépendantes du temps ou tout au moins des valeurs intégrées dans le temps de ces quantités.

Le caractère pulsé de l'émission H.F. nous fournit par ailleurs un moyen de contrôle des perturbations instantanées apportées par cette émission à l'équilibre de la décharge, ceci par simple analyse en fonction du temps à l'aide d'un oscilloscope de tous les paramètres dont il est possible de suivre les valeurs instantanées : courant et tension de décharge, potentiel flottant et courant de saturation ionique d'une sonde électrostatique, émission lumineuse reçue sur un photomultiplicateur.

III - LES RESULTATS EXPERIMENTAUX -

A - Etude des variations de n(r) et de E_r en fonction de B et p.

Les calculs précédents nous ont permis de déduire certaines conclusions sur le fonctionnement de la décharge reflex. En particulier nous avons essayé d'analyser l'influence des variations de champ magnétique et de pression sur la distribution n(r) et sur le champ électrique radial à proximité des anodes E_r. Nous allons voir dans quelle mesure on peut considérer que les approximations faites au cours des calculs sont justifiées à postériori par les lois de variations mesurées lorsque le plasma est stable et surtout contrôler quelles sont les perturbations apportées à ces lois de variations lorsque le plasma est instable.

1/ *Variation de la distribution radiale de densité* n(r).

Sur le premier montage nous avons relevé les variations en fonction de B, pour différentes valeurs de p, de la quantité n_{ext}/n_o, rapport de la densité mesurée à l'extérieur à une distance de l'axe légèrement supérieure au rayon du trou anodique a à la densité mesurée au centre du plasma (n_o) (fig. 29). Sur la figure 30 nous avons représenté uniquement les variations de la densité n_{ext} relevées sur le deuxième montage.

Dans les deux cas nous constatons bien le "pincement" de la colonne pour les faibles valeurs du champ magnétique. Au-dessus d'une certaine valeur de ce champ d'autant plus élevée que la pression est élevée, l'effet est inversé.

2/ *Variation du champ électrique radial* E_r.

Nous avons porté (fig. 31) les variations du champ électrique radial à proximité de l'anode relevées sur le premier montage et (fig. 32) les variations de la quantité $V_{plasma} - V_{anode}$ mesurées dans le plan médian de la décharge dans le deuxième montage. (On doit remarquer que cette quantité est sûrement significative du champ électrique qui existe au niveau de l'anode, compte tenu du fait que les variations de potentiel le long de l'axe de la colonne sont faibles).

Dans les deux cas nous observons d'abord une augmentation des quantités mesurées avec le champ magnétique. Le sens de variation change pour des valeurs de B d'autant plus élevées que la pression est élevée. De plus, nous constatons une forte atténuation de ces quantités quand la pression diminue.

3/ *Relevé simultané des variations de* n_{ext}/n_o ; E_r ; $P_{U.H.F.}$.

Confrontons les variations en fonction du champ magnétique du rapport n_{ext}/n_o, du champ électrique radial et de l'émission U.H.F. relevées pour deux valeurs de pression sur le premier montage (fig. 33a, b) et une valeur de pression sur le deuxième (fig. 34).

Dans tous les cas, nous constatons que l'inversion dans le sens de variation du rapport n_{ext}/n_o et de E_r (ou $V_A - V_p$) se produit pour la valeur de champ magnétique que nous avions appelé B_{cr} (chap. II) qui correspond soit à l'apparition d'un niveau U.H.F. important (1er montage) soit à la seconde amplification de l'émission (2ème montage).

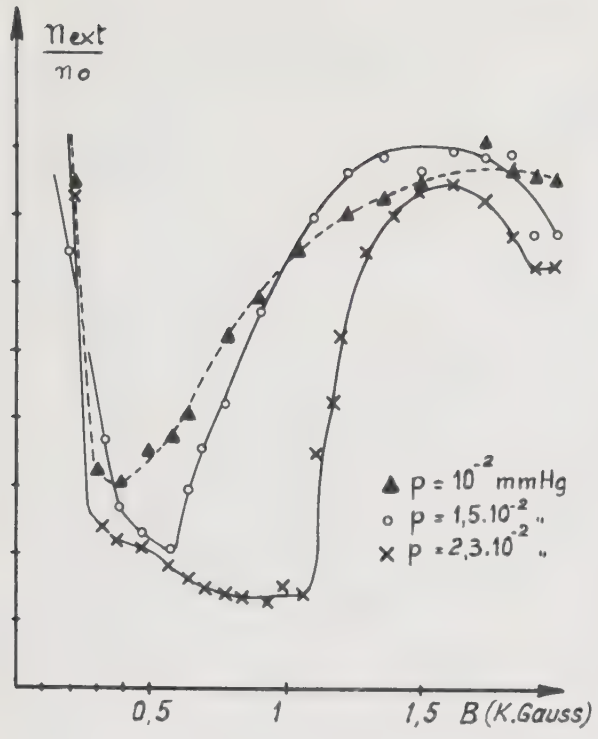


Figure 29 -

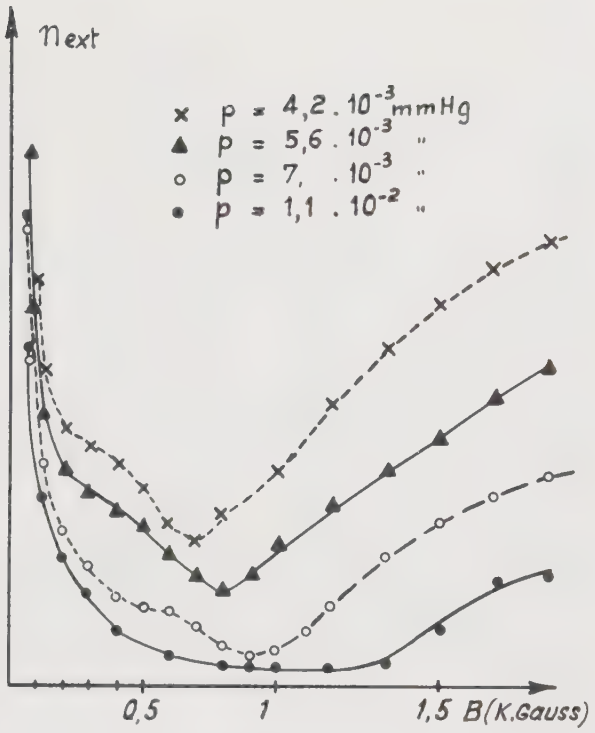


Figure 30 -

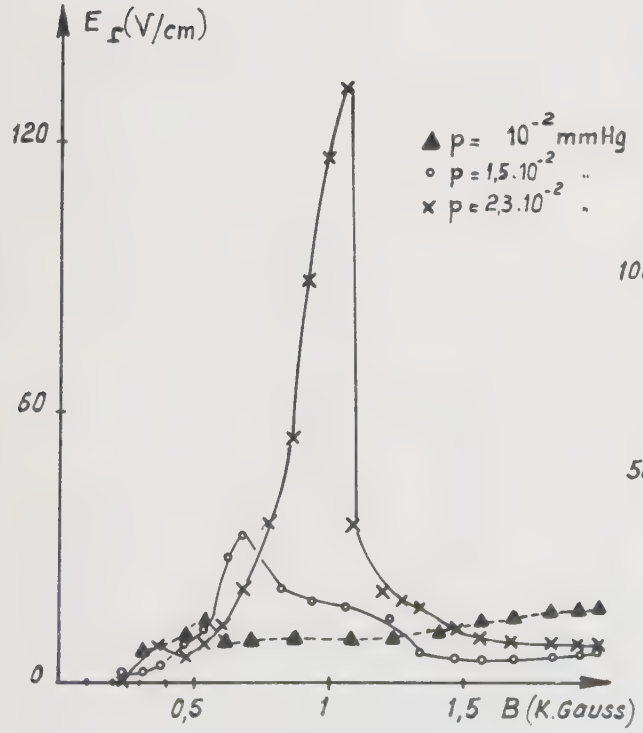


Figure 31 -

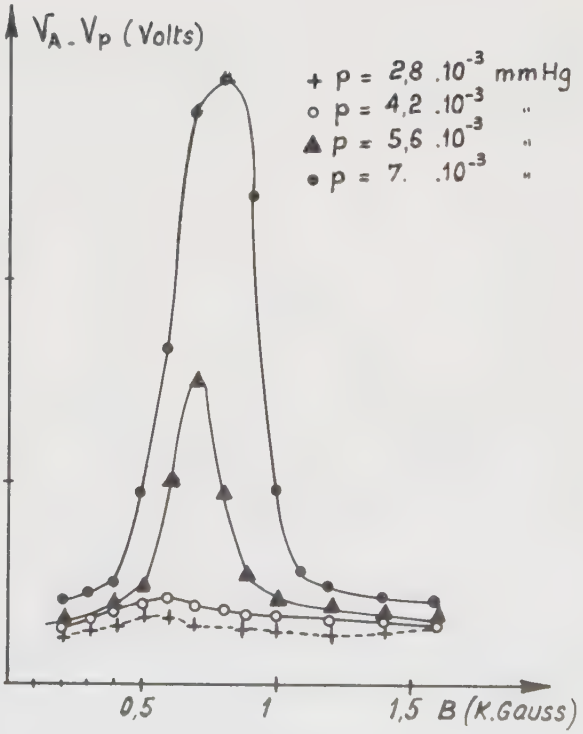


Figure 32 -

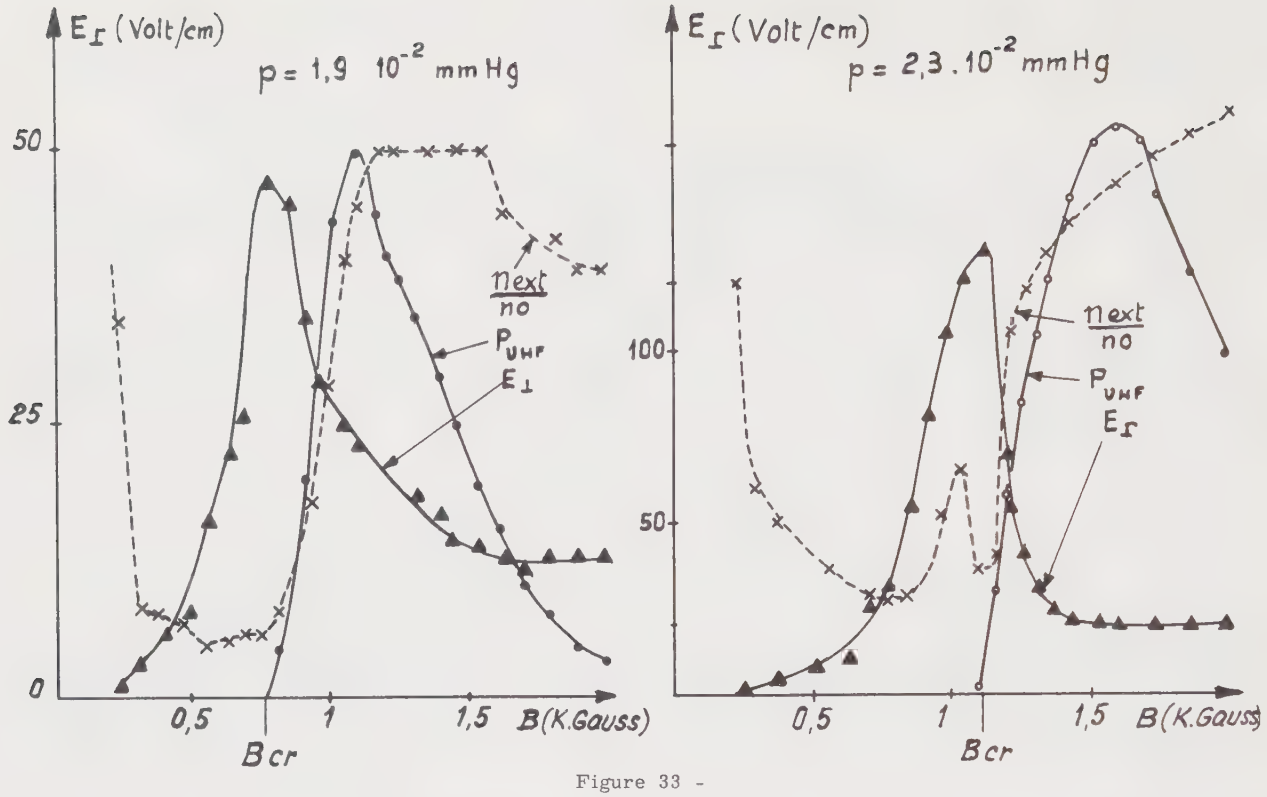


Figure 33 -

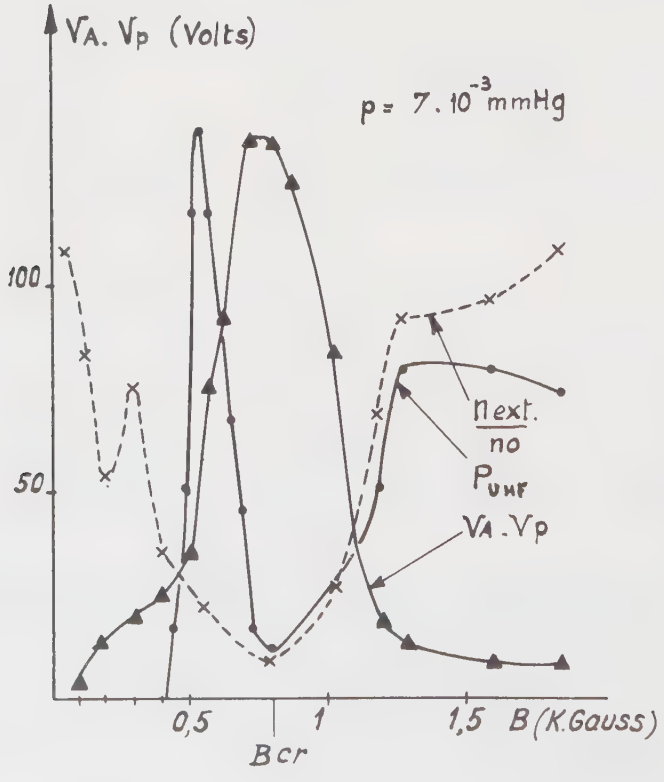


Figure 34 -

4/ *Commentaires.*

On remarque sur ces résultats :

- pour les champs magnétiques faibles, les variations du rapport n_{ext}/n_o et de E_r (ou $V_A - V_p$) correspondent bien aux variations prévues par l'étude théorique schématique faite précédemment (fig. 26 ; 28). Si on considère que pour ces valeurs de champ magnétique le plasma est stable (l'émission H. F. n'est pas détectable pour les pressions considérées), ceci est une vérification de cette étude,

- pour les champs magnétiques supérieurs à la valeur B_{cr}, la description faite n'est plus satisfaisante et ceci en corrélation avec la présence pour ces valeurs d'une émission U. H. F. importante. Remarquons ici qu'une émission U. H. F. est observée dans le deuxième montage pour les champs inférieurs à B_{cr}, mais nous avons vu (chap. II) que d'une part les champs B_{ce} qui correspondent au premier seuil d'amplification dépendent de la fréquence d'émission et que d'autre part les fréquences qui ont l'amplitude maximum sont telles que $B_{ce} = B_{cr}$. Si on considère alors que la perturbation n'est pas apportée simplement par une fréquence mais par l'ensemble des fréquences du spectre, on constate évidemment que l'amplification globale de l'émission sera nettement plus importante pour la valeur $B = B_{cr}$ que pour les autres valeurs de champ, ce qui peut justifier le fait que la perturbation apportée par l'émission n'est nettement observable que pour les champs magnétiques supérieurs à B_{cr}.

Enfin, si on considère que les variations observées pour les faibles valeurs de B traduisent la réduction des coefficients de transport dans les directions perpendiculaires aux lignes de forces de ce champ, les résultats obtenus pour les fortes valeurs de B permettent de conclure que cette réduction est défavorablement perturbée par la présence d'instabilités U. H. F. dans le plasma.

B - Mesure de la mobilité des ions.

1/ *Conditions expérimentales.*

Nous avons vu que la mesure des vitesses moyennes d'entraînement $\vec{v}_i$ à l'aide de sondes électrostatiques pouvait permettre théoriquement d'effectuer une vérification directe des coefficients μ et D qui lient cette vitesse aux gradients $\vec{E}$, $\vec{\nabla n}$ qui en sont responsables.

En pratique nous avons pu effectuer une mesure de la vitesse $v_{i\theta}$ des ions à l'aide d'une sonde coudée (fig. 35) dont la partie collectrice peut, par rotation autour de l'axe de la sonde être orientée perpendiculairement aux directions θ et z. D'autre part pour augmenter la sensibilité de la mesure, nous l'avons effectuée en un point ou les gradients et par conséquent les vitesses sont importants, c'est-à-dire dans le plan médian de la décharge à une distance de l'axe légèrement supérieure au rayon de l'anode (fig. 36).

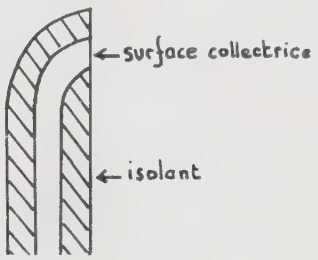


Figure 35 -

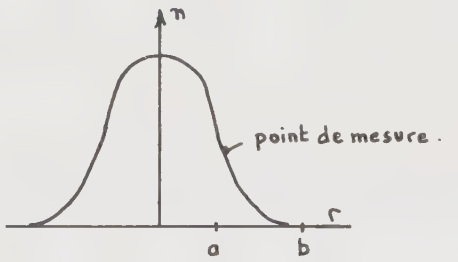


Figure 36 -

2/ *Résultats généraux.*

Si on considère quatre caractéristiques relevées pour les quatre positions à 90° de la sonde que nous appelons $+z$, $-z$, $+\theta$, $-\theta$ on constate :

- que les caractéristiques $+z$ et $-z$ sont pratiquement superposables ce qui signifie que les vitesses moyennes dans la direction z sont bien plus faibles que la vitesse thermique. Ceci est cohérent avec le fait que les gradients en z sont très faibles dans le plan médian. La différence entre les courbes donne un ordre de grandeur de l'erreur de mesure possible :

$$\frac{\Delta I_i^s}{I_i^s} = 5\ \%$$

- que les caractéristiques + θ et − θ sont nettement différenciées ce qui doit permettre une estimation correcte de la vitesse $v_{i\theta}$ (une inversion du sens du champ magnétique a donné évidemment une inversion du sens de $v_{i\theta}$).

3/ *Courbes* $\mu_i\ \mu_{i\perp} = f(B)$.

Nous avons porté pour une pression de 7.10^{-3} mmHg les valeurs $I_i^s(+ v_{i\theta})$; $I_i^s(- v_{i\theta})$; $P_{U.H.F.}$, E_r en fonction de B (fig. 37). On remarque les variations déjà signalées de E_r et n_{ext}. De plus considérons la relation donnant $v_{i\theta}$ en symétrie cylindrique :

$$v_{i\theta} = \mu_i B \left(\mu_{i\perp} E_r - \frac{D_{i\perp}}{n_i}\frac{\partial n_i}{\partial r}\right) = \mu_i \mu_{i\perp} B \left(E_r - \frac{D_{i\perp}}{\mu_{i\perp}}\frac{1}{n_i}\frac{\partial n_i}{\partial r}\right)$$

Si on remarque que sur une variation de rayon de 1 cm, la densité mesurée varie au maximum d'un ordre de grandeur, les valeurs $\frac{1}{n_i}\frac{\partial n_i}{\partial r}$ sont alors au maximum de $1,6.10^2$ MKSA et le champ électrique représenté par le deuxième terme de la parenthèse 0,6 V/cm.

$$\frac{D_{i\perp}}{\mu_{i\perp}}\frac{1}{n_i}\frac{\partial n_i}{\partial r} < 0,6\ \text{V/cm}$$

Compte tenu de l'importance du champ E_r mesuré négligeons ce deuxième terme. Nous avons alors :

$$\mu_i \mu_{i\perp exp} \simeq \frac{v_{i\theta}}{E_r B}$$

(On peut remarquer que ce résultat signifie que la diffusion dans la direction r n'est pas ambipolaire. C'est une conséquence directe de la perturbation apportée aux variations de potentiel dans cette région par les anodes).

Sur la figure 38 sont représentées en fonction de B, d'une part les variations de la quantité $\mu_i \mu_{i\perp exp}$ obtenue à l'aide des résultats de la figure 37 et de la relation (13), d'autre part les variations de $\mu_i \mu_{i\perp théor.}$ calculées par la formule classique :

$$\mu_i \mu_{i\perp théor.} = \left(\frac{e}{m_i \nu_i}\right)^2 \frac{1}{1 + \frac{\omega_{ci}^2}{\nu_i^2}}$$

ceci pour deux valeurs de fréquences de collisions compte tenu de l'imprécision sur la mesure de pression et de la mauvaise détermination de la section efficace σ_{iM} (on remarque que pour les fortes valeurs de B on a dans tous les cas $\mu_i \mu_{i\perp théor.} = \frac{1}{B^2}$ MKSA).

On remarque sur ces courbes :

- une bonne concordance quantitative entre les valeurs expérimentales et théoriques obtenues compte tenu des erreurs absolues de mesure possibles. Ce résultat justifie la méthode de mesure de $v_{i\theta}$.

- de plus dans le domaine de variation de B (800 − 1 600 gauss) qui correspond à la forte amplification de l'émission U.H.F. la valeur $\mu_i \mu_{i\perp exp.}$ croît dans un rapport 4 alors que la valeur $\mu_i \mu_{i\perp théor.}$ décroît dans le même rapport. Ce résultat, compte tenu du fait que les erreurs relatives de mesure dans ce domaine sont faibles, traduit une variation "anormale" de la mobilité des ions en accord avec les résultats obtenus précédemment.

Enfin pour B voisin de 400 gauss on observe une variation "anormale" inexpliquée de la quantité $\mu_i \mu_{i\perp exp.}$ qui peut être liée à l'imprécision sur la mesure du champ E_r très faible pour ces valeurs de B.

C - Mesures à basse pression.

Tous les résultats précédents ont été obtenus dans le domaine des hautes pressions limité

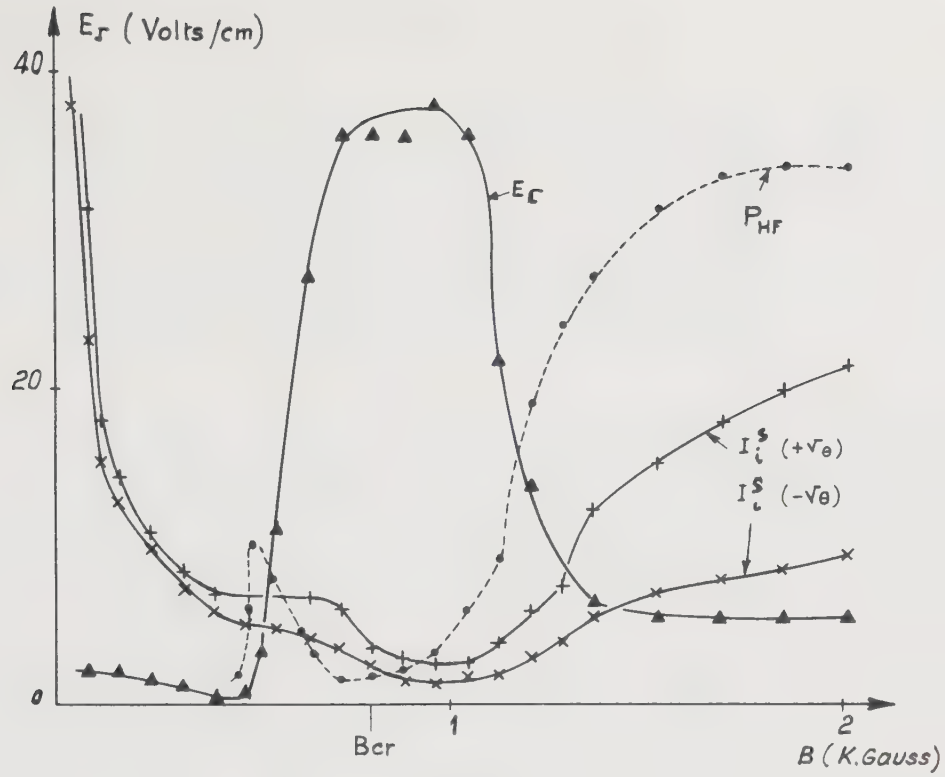


Figure 37 -

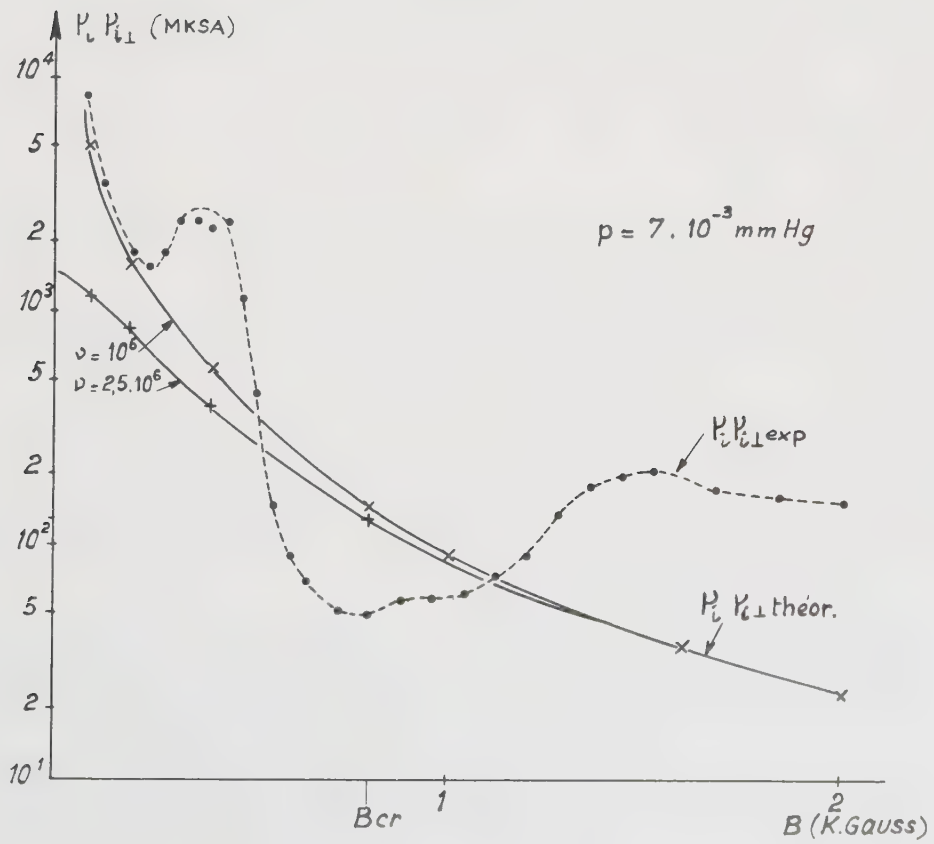


Figure 38 -

entre 7.10^{-3} mmHg et 2.10^{-2} mmHg sur le premier montage et 5.10^{-3} mmHg et 10^{-2} mmHg sur le deuxième.

La raison en est qu'un grand nombre de mesures effectuées à haute pression ne sont plus possibles à basse pression. En particulier la mesure du champ E_r nous a permis à haute pression plusieurs conclusions. A basse pression le calcul (fig. 28) l'expérience (fig. 31) montrent que ce champ électrique est toujours très faible donc sa mesure très imprécise ce qui exclut pratiquement son utilisation. La seule mesure possible est alors celle de n(r).

Il existe de plus une difficulté de principe. Nous avons bénéficié à haute pression de l'absence d'instabilités H.F. (au moins dans le deuxième montage) dans le domaine de champ magnétique étudié ce qui nous a permis d'associer de façon sûre le comportement anormal observé à la présence d'instabilités U.H.F. Or à basse pression, les deux types d'instabilités sont simultanément présents.

1/ *Résultats généraux.*

Sur la figure 39 sont représentées deux caractéristiques de sonde enregistrées à 7.10^{-3} mmHg et $1,5.10^{-3}$ mmHg pour un champ magnétique faible dans un plasma stable. Sur la courbe à basse pression le courant de saturation ionique n'est atteint que pour une tension très négative ($\simeq -150$ volts) par rapport au potentiel plasma. Ce résultat signifie qu'il existe une population beaucoup plus importante d'électrons rapides à basse pression qu'à haute pression. (On peut d'ailleurs comprendre ce résultat en remarquant que lorsque la pression diminue le parcours total nécessaire aux électrons rapides pour perdre leur énergie augmente et par la même leur temps de vie et leur densité, sans que pour cela le nombre de particules lentes créées soit plus important).

Sur la figure 40 sont reportées trois caractéristiques de sonde enregistrées à basse pression ($p = 2.10^{-3}$ mmHg) pour les champs magnétiques B = 500 – 700 – 900 gauss. Ces courbes montrent la forte perturbation apportée au plasma par les instabilités H.F. auxquelles s'associent des fluctuations basse fréquence (en particulier des fluctuations liées à la relaxation de l'émission). En fait, les mesures effectuent des intégrations dans le temps mais l'observation à l'oscilloscope montre une discontinuité entre l'état stable et l'état instable pour les valeurs du champ magnétique voisines du seuil d'apparition de l'émission H.F. (B = 700 gauss pour cette pression, fig. 11), ce qui explique sur les enregistrements effectués pour cette valeur du champ les fluctuations importantes observées.

Ce résultat montre par ailleurs que l'action perturbatrice des instabilités H.F. est prépondérante à basse pression.

2/ *Variation de* n(r).

Il est difficile d'obtenir une valeur absolue de la densité à partir des courbes précédentes (fig. 40). Les perturbations associées à la présence d'électrons rapides constatées sur ces courbes ne permettent pas en effet de déterminer la température du plasma.

Cependant, si on suppose la température constante dans le volume, ce qui est vraisemblable à basse pression, les mesures de courant de saturation ionique (la sonde devant être polarisée très négativement pour éviter les effets non linéaires possibles) permettent de connaître les variations relatives de densité.

Nous avons porté (courbe 41) les variations de n(r) pour quatre valeurs de champ magnétique. Le champ magnétique de transition entre le régime stable et le régime instable étant de 700 gauss pour la pression considérée, il apparaît sur ces courbes que la présence des instabilités H.F. perturbe fortement l'action du champ magnétique, ce qui se traduit par une diminution de la densité moyenne sur l'axe et un élargissement de la distribution radiale n(r) pour les fortes valeurs de B.

3/ *Les effets instantanés des instabilités H.F..*

Nous avons noté (chap. II) le caractère pulsé de l'émission H.F. Cette propriété permet de contrôler à l'oscilloscope quelques effets instantanés. Pendant l'instabilité, la tension d'arc diminue (fig. 42), le courant de saturation ionique d'une sonde polarisée à – 300 volts augmente (fig. 43), l'émission lumineuse du plasma reçue par un photomultiplicateur augmente (fig. 44).

On remarque que pendant l'instabilité la densité du plasma augmente et ceci probablement parce qu'une ionisation importante dont témoignent les variations lumineuses est provoquée par la présence d'un fort champ H.F. Le courant étant maintenu constant, cette augmentation de densité entraîne alors une diminution de la tension nécessaire à l'entretien de la décharge.

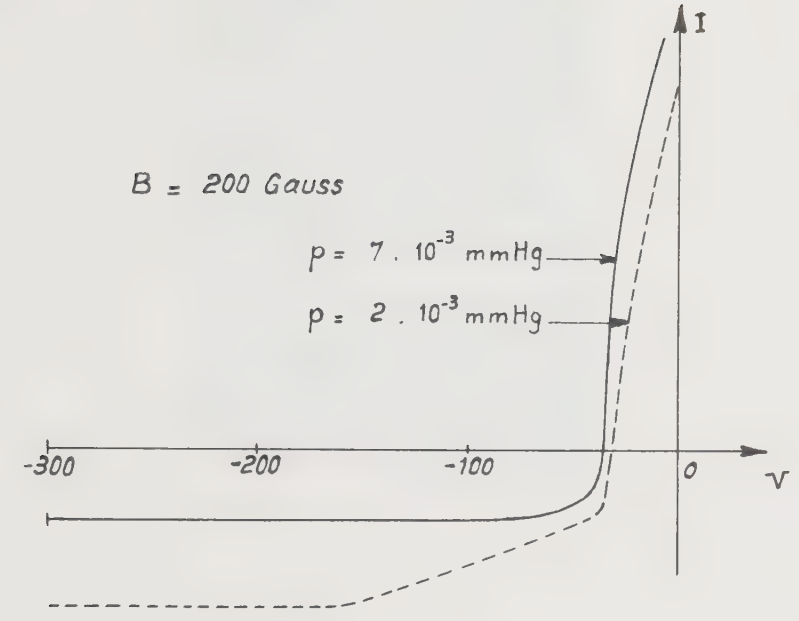


Figure 39 -

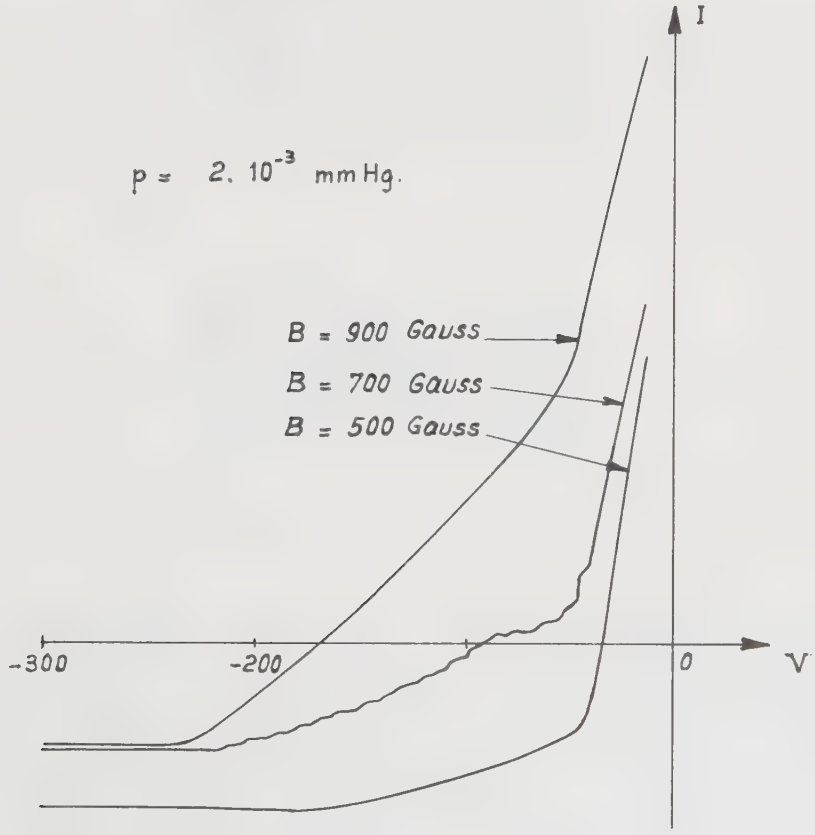


Figure 40 -

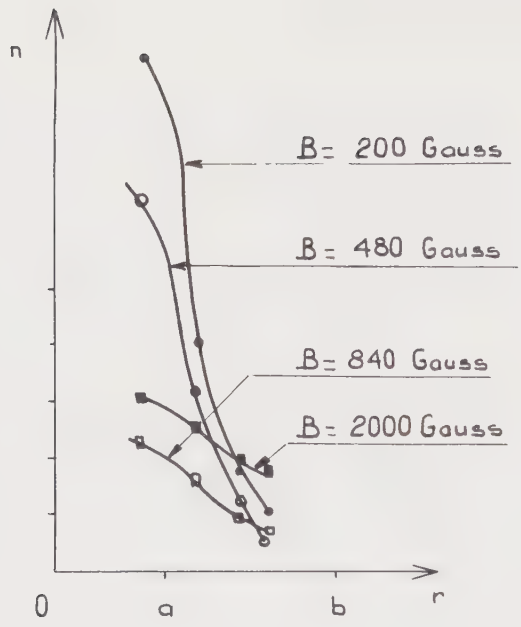


Figure 41 -

On note qu'il y a contradiction apparente entre les variations de densité instantanées et les variations moyennes. On peut expliquer cela en considérant que l'augmentation instantanée d'ionisation produite par le champ H. F. est largement compensée par le fait que ce champ accélère la perte des électrons rapides. Comme d'autre part la tension de décharge est faible après l'instabilité alors que le courant (dont une grande partie des pertes) reste constant, la densité du plasma décroît fortement dans l'intervalle de temps qui suit l'instabilité et en moyenne le rendement sur toute une période est plus mauvais que si le plasma était stable.

Les résultats précédents seront pris en considération au chapitre IV.

IV - COMMENTAIRES -

Les résultats précédents montrent que dans les larges domaines de fonctionnement instable de la décharge, les propriétés du plasma et plus particulièrement les propriétés du transport des particules dans les directions perpendiculaires aux lignes de force du champ magnétique sont fortement perturbées.

Cependant on doit faire quelques différences entre les conclusions que l'on peut tirer des mesures effectuées à haute pression pour contrôler l'action des instabilités U. H. F. et de celles effectuées à basse pression pour contrôler l'action des instabilités U. F.

1) En effet à haute pression ($p \simeq 10^{-2}$ mmHg) en liaison avec le fait que les fréquences de collisions ν_i et ν_e sont élevées, nous étudions un plasma pratiquement thermalisé dont le comportement en l'absence d'instabilités semble bien décrit par la théorie classique. En présence d'instabilités tout se passe comme si les phénomènes de transport dans les directions perpendiculaires au champ magnétique étaient accélérés sans que ceci soit associé à des perturbations macroscopiques importantes de tous les paramètres moyens de l'état stationnaire : on ne note pas en particulier de variation notable de la tension de décharge ni des caractéristiques de sondes pour les valeurs $B = B_{cr}$.

Ceci permet de penser que les instabilités U. H. F. observées sont des micro-instabilités qui ne provoquent à l'intérieur du plasma que des perturbations de faible amplitude. On peut alors définir en leur présence des coefficients de transport équivalents qui sont à comparer avec les expressions de ces coefficients donnés après Bohm par différents auteurs qui expliquent les phénomènes de transport accélérés dans des plasmas instables, soit par une augmentation de la fréquence d'interaction effective [28] [29] [30], soit par des effets non linéaires dans le plasma turbulent [31].

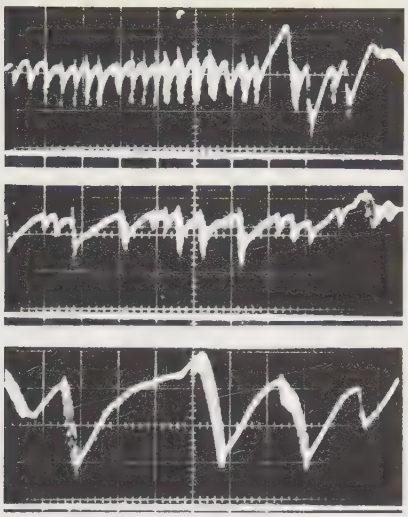


Figure 42 - Tension de décharge. La trace inférieure est la référence de potentiel. (200 V/carreaux). Temps de balayage 200 μs.
de haut en bas B = 1 800 Gauss
B = 1 400 Gauss
B = 1 000 Gauss

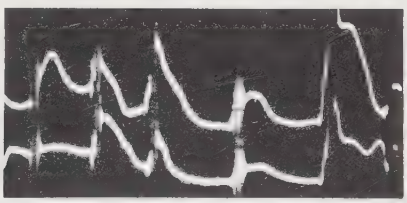


Figure 43 - Variation du courant de saturation ionique recueilli sur une sonde ($\Delta n \simeq 10^{11}/cm^3$), temps de balayage 200 μs.

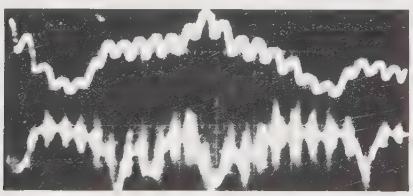


Figure 44 - Variation de l'intensité lumineuse du plasma (trace supérieure). La trace inférieure est un signal sonde qui donne l'échelle du temps de relaxation, temps de balayage 200 μs.

Toutes ces théories donnent une loi de variation en $\frac{1}{B}$ des coefficients $D_{e\perp}$ et $\mu_{e\perp}$ équivalents, et par suite une augmentation des "fuites" de particules que nous avons constatée. La mesure de $D_{e\perp}$ et $\mu_{e\perp}$ n'a pas été possible ; la comparaison directe avec les valeurs données par ces différents auteurs ne peut pas être faite. Cependant on peut faire une remarque sur le sens de variation de ces coefficients en fonction du champ magnétique. Les résultats expérimentaux permettent en effet de penser que lorsque B dépasse la valeur B_{cr}, le sens de variation des coefficients équivalents change, c'est-à-dire que ces coefficients augmentent alors avec B. Les expressions données dans les références [6] [31] qui sont de la forme $\frac{kT_e}{B}$ ne permettent pas de rendre compte de cette observation. Par contre une expression qui nous paraît plus satisfaisante est celle donnée par Yoshikawa et Rose [31].

$$\mu_{e\perp \text{équiv.}} = \mu_{e\perp}\left(1 + \frac{\pi}{4}\,\frac{S}{\frac{\nu_e}{\omega_{ce}}}\right)$$

dans laquelle suivant les valeurs relatives du terme S représentant le niveau des fluctuations et des termes $\frac{\omega_{ce}}{\nu_e}$, le coefficient de mobilité équivalente est du type classique $\left(S \ll \frac{\nu_e}{\omega_{ce}}\right)$ ou du type "accéléré" $\left(S \gg \frac{\nu_e}{\omega_{ce}}\right)$. Une telle expression permet en effet d'associer l'observation précédente à la variation rapide du niveau des oscillations dans le plasma pour $B > B_{cr}$.

2) A basse pression ($p \simeq 10^{-3}$ mmHg) on observe par contre des fluctuations de grandes amplitudes en présence desquelles il est impossible de définir des coefficients de transport équivalents car les phénomènes observés sont fortement conditionnés par les limites du système. En particulier on a vu que la relaxation de l'émission était associée à une profonde modulation de la tension de décharge.

On remarque cependant qu'en moyenne la présence des instabilités provoque également une accélération de la perte des particules.

Notons enfin que, s'il y a accord apparent avec les résultats des théories précédentes, celles-ci ne prennent pas en compte la présence des électrons rapides qui conditionnent le remplissage de la colonne et, par suite, la densité des électrons lents.

Cette remarque prendra toute son importance à la lumière de l'étude qui suit.

CHAPITRE IV

NATURE ET ORIGINE DES INSTABILITÉS OBSERVÉES

Nous avons vu, au chapitre II, que la décharge étudiée était dans de très larges domaines de fonctionnement le siège d'instabilités hautes fréquences. Après avoir étudié l'influence de ces instabilités sur les propriétés du plasma (chap. III) nous nous proposons d'étudier les mécanismes qui sont à l'origine de ces instabilités.

Nous possédons pour cette étude certaines données expérimentales qui permettent de cerner le problème (§ I) et d'envisager une étude théorique simplifiée (§ II). La confrontation entre les résultats de cette étude et les propriétés de l'émission observées au chap. II est complétée par une expérience de contrôle (§ III).

I - LES DONNEES EXPERIMENTALES -

Un plasma maxwellien permet la propagation de certains types d'ondes [32] - [35] mais ne permet pas une auto-amplification de ces ondes. La présence des instabilités observées dans les décharges doit donc être attribuée à des forces susceptibles de créer au sein du plasma des anisotropies importantes de la fonction de distribution de vitesse des particules.

En pratique dans le cas qui nous intéresse, les forces les plus importantes sont liées à la présence de champs électriques dans le plasma. L'examen de la carte de potentiel de la décharge reflex (fig. 25) est donc souhaitable. Il fait apparaître :

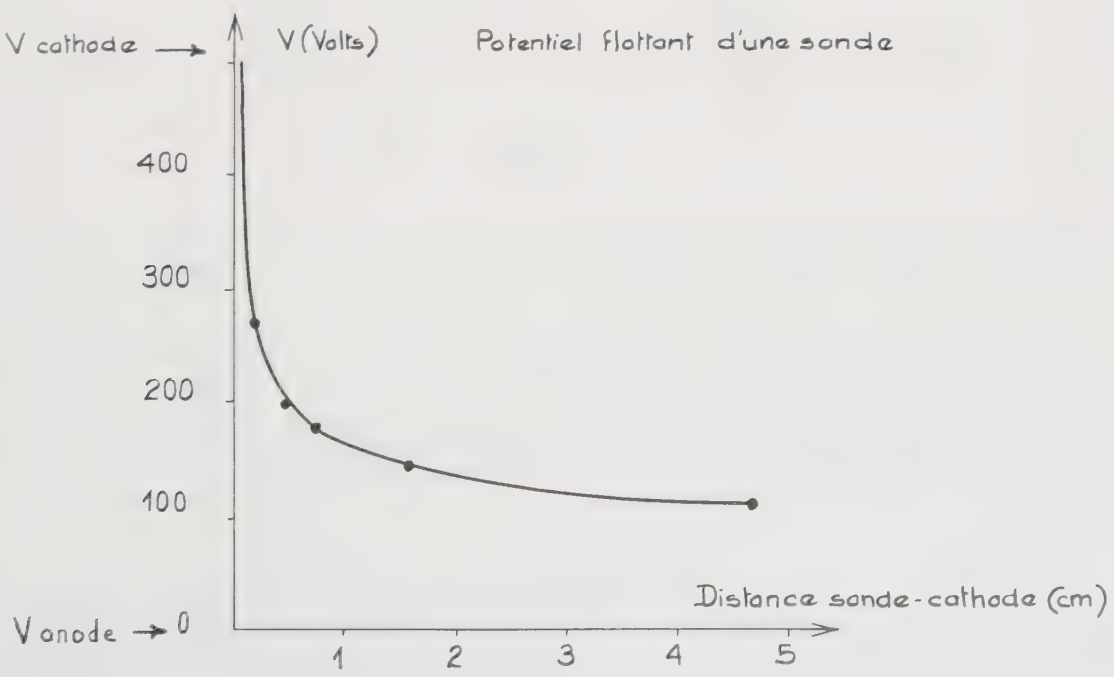


Figure 45 -

- d'une part un champ électrique radial important pour un rayon voisin du rayon intérieur a de l'anode. On a vu que ce champ électrique était typiquement associé au fonctionnement de cette décharge et en particulier à la collection d'un courant d'électron important par les anodes dans la direction perpendiculaire au champ magnétique.

- d'autre part des gaines cathodiques étroites (fig. 45) dans lesquelles existe une chute de tension voisine de V_{arc} , soit quelques centaines de volts. On a vu que cette chute de tension est nécessaire à l'entretien de la décharge par le processus d'émission secondaire électronique des cathodes sous l'effet du bombardement ionique.

Le champ électrique radial va avoir pour effet de donner aux particules, ions et électrons, une vitesse azimutale (en présence de champ magnétique) que nous avons effectivement constatée (chap. III, § III. B).

Dans la gaine cathodique, les électrons arrachés à la cathode sous l'effet du bombardement des ions vont être accélérés et vont pénétrer dans le plasma neutre avec une énergie de quelques centaines de volts. Compte tenu de leur grande énergie, leur section efficace totale de collision sera plus faible que celle des électrons lents et leur libre parcours moyen sera très important (par exemple $\lambda \simeq 1$ m pour une pression de 10^{-3} mmHg). Ces électrons pourront donc - et ceci d'autant mieux que la pression sera plus faible - effectuer plusieurs oscillations entre les deux cathodes avant de perdre leur énergie et diffuser dans la colonne grâce aux chocs avec les neutres. Leur présence créera donc une anisotropie importante dans la direction du champ magnétique, bien que le champ électrique longitudinal dans la colonne soit faible.

L'indépendance relative entre le champ électrique radial et les instabilités haute fréquence observées a été contrôlée de la façon suivante : nous avons pu en superposant aux anodes existantes des grilles de tungstène (fig. 46) réduire d'un ordre de grandeur l'amplitude de ce champ sans diminuer pour cela l'amplitude de l'émission. Cette expérience confirme en premier lieu l'hypothèse faite sur l'origine de ce champ électrique (cf. chap. III, § II B_2) ; l'adjonction de grille augmente en effet fortement la surface collectrice de l'anode dans la direction parallèle au champ magnétique et facilite de ce fait l'écoulement du courant anodique, la présence d'un champ électrique radial n'étant alors plus nécessaire. Elle permet de plus de conclure à l'indépendance à peu près totale entre ce champ électrique et les instabilités HF observées.

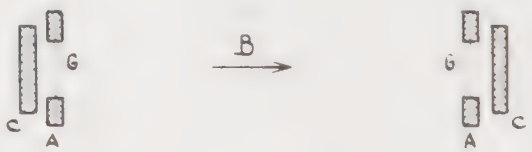


Figure 46 -

On note par ailleurs que le champ électrique radial n'atteint des valeurs importantes que pour les pressions de fonctionnement relativement élevées, alors que les instabilités sont au contraire très atténuées pour ces valeurs de pression. Ce résultat confirme la conclusion précédente.

On peut cependant remarquer qu'un tel champ électrique peut entraîner des instabilités hydrodynamiques basse fréquence de nature analogue à celle prévue par Kadomtsev et Nedospasov [7] pour les colonnes positives, puis par Hoh [36], Simon [37, 38], Chen [39] pour des modèles plus voisins de la décharge reflex. Nous n'avons pas effectué d'études systématiques des phénomènes basses fréquences (qui nous ont paru avoir une action moins importante sur le fonctionnement de la décharge étudiée que les instabilités hautes fréquences), pour contrôler ces effets. De toute évidence, ce champ électrique provoque au moins par simple effet Hall la rotation globale du plasma déjà signalée.

Ces conclusions renforcent l'intérêt provoqué par la présence, au sein du plasma, des électrons rapides accélérés dans les gaines cathodiques. Le rôle de ces électrons dans la génération des instabilités HF est par ailleurs confirmé par l'examen des propriétés de relaxation de cette émission. On remarque en effet que la fin de l'émission HF est associée au minimum de la tension V_{arc} , c'est-à-dire à une baisse très sensible de l'énergie et du nombre des électrons rapides émis par la cathode (fig. 42).

II - LES POSSIBILITES THEORIQUES -

A - Choix du modèle théorique.

Les résultats précédents nous amènent donc à postuler que les instabilités HF observées dans la décharge reflex sont provoquées par la présence dans la colonne d'une quantité importante d'électrons rapides émis par les cathodes et accélérés dans les gaines cathodiques. Nous nous proposons ici de voir si ce postulat peut être confirmé par certains résultats théoriques c'est-à-dire de voir dans quelle mesure la présence de ces électrons peut provoquer dans le système des instabilités comparables à celles observées.

Un problème se pose alors. Quelle va être la distribution des vitesses électroniques dans la colonne compte tenu de la présence de ces électrons rapides ?

Les électrons émis par la cathode forment au début de leur parcours un "faisceau" dirigé parallèlement au champ magnétique ayant une énergie voisine de eV_{arc} . Cette énergie est progressivement dégradée dans les collisions avec les neutres du gaz, collisions nécessaires à l'entretien de la décharge c'est-à-dire à la création de l'assemblée d'électrons et d'ions lents qui représente à l'équilibre la plus grande partie de la population ionisée.

On peut alors raisonnablement penser que l'apport constant d'électrons rapides, n'ayant pas encore subi de collisions, dans un tel milieu, crée une anisotropie dans la distribution électronique, pouvant être schématisée par une deuxième "bosse" aux énergies voisines de eV_{arc} , dans la projection de la distribution des vitesses.

Cette hypothèse est par ailleurs en accord avec les résultats de l'analyse électrostatique de l'énergie des électrons d'une décharge reflex effectuée par Backus [13], mettant en évidence dans cette décharge une forte population électronique pour les énergies voisines de eV_{arc} .

Pour les énergies inférieures, la thermalisation et le ralentissement des particules rapides se traduisent par un léger excédent de particules énergétiques réparties de façon isotrope dans l'espace des vitesses.

La distribution (fig. 47) nous paraît donc être une bonne représentation de la distribution réelle des vitesses $f(v_z)$ électroniques dans la colonne principale de plasma de rayon a. D'autre part, nous pouvons supposer que les ions, qui ne joueront que peu de rôle dans la suite, ont une distribution d'énergie maxwellienne.

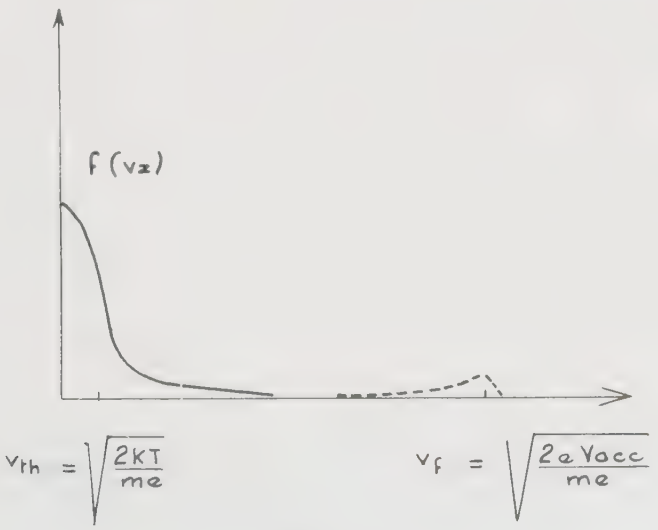


Figure 47 -

Quelles sont les possibilités d'instabilités d'un tel système ?

La méthode classique la plus simple pour répondre à cette question est la suivante : on applique à l'état stationnaire, défini par la fonction de distribution de la figure 47, une perturbation de faible amplitude $f(v_z, t)$ (approximation linéaire) et on étudie les possibilités d'amplification ou d'amortissement de cette perturbation.

La solution du problème est en général très complexe. Cependant, de nombreuses études ont été effectuées en particulier sur les possibilités d'amplification d'ondes planes (perturbation de la forme $g(\vec{v})\ e^{i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})}$, de type électrostatique, [40] [41] [42], dans un milieu défini par une fonction de distribution électronique $f(\vec{v})$ quelconque et dans lequel les ions sont supposés au repos, ce qui exclut les oscillations basses fréquences. Un tel type d'onde est possible si

$$\vec{k} \wedge \vec{B} = 0$$

L'équation des ondes planes dans un tel milieu se met sous la forme :

$$1 + \frac{\omega_{pe}^2}{n_e k^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f'(\vec{v})}{\frac{\omega}{k} - v} dv = 0$$

$$f'(\vec{v}) = \frac{\partial f}{\partial v} \qquad \omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}$$

n_e : densité électronique.

$$\frac{\omega}{k} = \frac{\omega_r + i\omega_i}{k}$$

On montre en particulier que pour de telles ondes on peut retenir un critère général d'instabilité ($\omega_i < 0$ d'après la forme de la perturbation choisie) qui s'exprime sous la forme :

$$f'\left(\frac{\omega}{k}\right) > 0 \qquad (25)$$

en supposant que $\omega_i < \omega_r$ et que

$$\frac{\omega_r}{k} - v_0 \gg \pi \frac{n_e}{\omega_{pe}} \int f(v_0) dv$$

(cette dernière condition exclu le domaine où l'approximation linéaire n'est plus valable et pour lequel l'amortissement de Landau est important).

La relation (25) signifie donc que le milieu amplifiera des ondes électrostatiques dont les vitesses de phase $v_\varphi = \frac{\omega_r}{k}$ seront telles que $f'(v_\varphi)$ est positif.

Jackson [41] donne une explication physique de ce résultat en remarquant que si une onde de vitesse de phase v_φ se propage dans le plasma elle sera en forte interaction avec les particules de vitesse v voisine de v_φ. Les particules de vitesse v légèrement supérieure à v_φ donneront de l'énergie à l'onde, les particules de vitesse v légèrement inférieure à v_φ prendront de l'énergie à l'onde. Dans ce cas suivant la pente de f(v) à la vitesse v_φ il y aura soit plus d'électrons "rapides" fournissant de l'énergie à l'onde que d'électrons "lents", et l'onde sera amplifiée (cas $f'(v_\varphi) > 0$), soit la situation inverse et l'onde sera amortie (cas $f'(v_\varphi) < 0$).

Une fonction de distribution maxwellienne donnera en particulier par ce procédé toujours un amortissement.

Par contre la fonction de distribution que nous avons postulée dans la décharge reflex repondra parfaitement au premier cas. Le milieu ainsi défini permettra donc l'amplification d'ondes électrostatiques de vitesse de phase légèrement inférieures à $v_\varphi = \sqrt{\frac{2e V_{arc}}{m_e}}$.

L'intérêt de ce résultat est évident pour notre expérience. Cependant il ne couvre qu'un aspect particulier des possibilités d'instabilités du système et exclut par exemple toute action du champ magnétique statique.

Pour pouvoir analyser de façon plus générale les propriétés dispersives de notre milieu et en particulier pour pouvoir tenir compte de ses dimensions finies (la condition $k \parallel B$ ne peut être realisée en toute rigueur si $B \neq 0$ que dans un milieu ∞) il est commode de schématiser les distributions de vitesses ioniques et électroniques précédemment exposées et assimiler le milieu, supposé homogène, à un plasma froid auquel se superpose un faisceau électronique de vitesse constante

$v_f = \sqrt{\frac{2e\,V_{acc}}{m_e}}$ parallèle à B. En effet l'équation de dispersion générale des ondes dans un tel modèle peut être facilement établie et sa discussion effectuée dans de nombreux cas [43] [44] [45] [46]. On note particulièrement la discussion du système multifaisceaux faite par C. Etievant [47].

Nous discuterons cette équation essentiellement en fonction des résultats expérimentaux que nous avons obtenus en essayant de voir dans quelle mesure un tel modèle peut permettre le développement d'instabilités comparables à celles que nous avons observées.

Tous les effets dûs à la température des ions et des électrons du plasma, ainsi qu'à la dispersion en vitesse du faisceau sont négligés. Ceci sera évidemment à considérer pour la confrontation avec les résultats expérimentaux.

B - Etablissement et discussion de l'équation de dispersion.

1/ *Etablissement.*

Nous rappelons brièvement le processus d'obtention des équations de dispersion des ondes planes dans le milieu indéfini choisi.

A l'état stationnaire le système sera décrit par les quantités précédemment définies l'indice i, e ou f désignant les ions, les électrons ou les particules du faisceau. Nous supposons que cet état stationnaire est caractérisé par :

$$\begin{cases} n_i = n_e + n_f \\ \vec{v_i} = \vec{v_e} = 0 \\ \vec{v_f} = \vec{v_{zf}} \\ \vec{E} = 0 \\ \vec{B} = \vec{B_z} + \vec{b} \end{cases}$$

Chaque espèce de particules satisfait aux équations de conservation.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla . (n\vec{v}) = 0 \tag{26}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} . \vec{\nabla}\right) \vec{v} + \nu \vec{v} = \frac{q}{m} (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) \tag{27}$$

de plus les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$ satisfont aux équations de Maxwell

$$\vec{\nabla} . \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_o} \tag{28}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{29}$$

$$\vec{\nabla} . \vec{B} = 0 \tag{30}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{b} = \mu_o \vec{j} + \mu_o \varepsilon_o \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{31}$$

Le système d'équations précédent est identiquement vérifié par les quantités choisies. L'équation (31) donne la valeur du champ $\vec{b}$ produit par le courant de faisceau. Dans notre expérience, il sera toujours très faible devant le champ magnétique statique B_z (toujours supérieur à 100 gauss) et nous le négligerons dans la suite.

De plus, l'équation (27) montre que l'existence d'une assemblée de particules de vitesse v_f constante parallèle à B ne sera possible dans un système à champ électrique statique nul que si cette assemblée ne subit pas de collision dans le milieu ($\nu = 0$). La vitesse v_f sera alors la vitesse initiale de l'assemblée. On remarque que le même argument doit être utilisé pour expliquer physiquement la présence d'un "faisceau" de particules énergétiques dans le plasma en considérant que les sections efficaces de collisions des particules rapides sont beaucoup plus faibles que celles des particules lentes.

Dans le milieu stationnaire ainsi défini, nous pouvons postuler l'existence d'ondes planes qui sont le résultat de perturbations (indice 1) apportées au milieu telles que :

$$\vec{E} \longrightarrow \vec{E} + \vec{E}_1 \, e^{i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})} = \vec{E}'$$

$$\vec{B} \longrightarrow \vec{B} + \vec{B}_1 \, e^{i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})} = \vec{B}'$$

$$n \longrightarrow b + n_1 \, e^{i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})} = n'$$

$$\vec{v} \longrightarrow \vec{v} + \vec{v}_1 \, e^{i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})} = \vec{v}'$$

Les nouvelles quantités $\vec{E}'$, $\vec{B}'$, n', $\vec{v}'$ doivent satisfaire aux équations de conservation et aux équations de Maxwell ce qui se traduit compte tenu des propriétés de l'état stationnaire et du fait que l'on néglige les termes d'ordre 2 de la perturbation par le système :

$$\left|\begin{array}{l} \dfrac{\partial n_{1f}}{\partial t} + \vec{\nabla} . (n_f \vec{v}_{1f} + n_{1f} \vec{v}_f) = 0 \\ \dfrac{\partial n_{1\,i,e}}{\partial t} + \vec{\nabla} . (n_{i,e} \vec{v}_{i,e}) = 0 \end{array}\right. \qquad (32)$$

$$\left|\begin{array}{l} \dfrac{\partial \vec{v}_{1f}}{\partial t} + (\vec{v}_f . \vec{\nabla}) \, v_{1f} = \dfrac{q_e}{m_e} (\vec{E}_1 + \vec{v_{1f}} \wedge \vec{B} + \vec{v_f} \wedge \vec{B}_1) \\ \dfrac{\partial \vec{v}_{1\,i,e}}{\partial t} + \nu_{i,e} \, v_{1\,i,e} = \dfrac{q_{i,e}}{m_{i,e}} (\vec{E}_1 + \vec{v}_{1\,i,e} \wedge \vec{B}) \end{array}\right. \qquad (33)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}_1 = - \frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} \qquad (34)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B}_1 = \mu_o \vec{j}_1 + \mu_o \varepsilon_o \frac{\partial \vec{E}_1}{\partial t} \qquad (35)$$

avec :

$$\vec{j}_1 = q_e (n_{1f} \vec{v}_f + n_f \vec{v}_{1f} + n_e \vec{v}_{1e}) + q_i (n_i \vec{v}_{1i}) \qquad (36)$$

compte tenu de la forme des quantités perturbées ces équations peuvent s'écrire :

$$\left|\begin{array}{l} (\omega - \vec{k} . \vec{v}_f) \, n_{1f} - n \vec{k} . \vec{v_{1f}} = 0 \\ \omega \, n_{1\,i,e} - n_{i,e} \vec{k} . \vec{v_{1\,i,e}} = 0 \end{array}\right. \qquad (37)$$

$$\left|\begin{array}{l} i (\omega - \vec{k} . \vec{v}_f) \vec{v_{1f}} = \dfrac{q_e}{m_e} (\vec{E}_1 + \vec{v_{1f}} \wedge \vec{B} + \vec{v_f} \wedge \vec{B_1}) \\ i (\omega - i \nu_{i,e}) \vec{v_{1\,i,e}} = \dfrac{q_{i,e}}{m_{i,e}} (\vec{E}_1 + \vec{v_{1\,i,e}} \wedge \vec{B}) \end{array}\right. \qquad (38)$$

$$\vec{k} \wedge \vec{E}_1 = \omega \vec{B}_1 \qquad (39)$$

$$- i \vec{k} \wedge \vec{B}_1 = \mu_o \vec{j}_1 + i \mu_o \varepsilon_o \omega \vec{E}_1 \qquad (40)$$

L'équation (39) permet d'éliminer dans (38) le champ B_1. De plus les équations (37) permettent d'exprimer n_1 en fonction de n_1. La combinaison de (39) et (40) donne :

$$i \vec{k} \wedge \vec{k} \wedge \vec{E}_1 + i \mu_o \varepsilon_o \omega^2 \vec{E}_1 = - \mu_o \omega \vec{j}_1 \qquad (41)$$

On exprime finalement $\vec{j}_1$, en fonction de $\vec{E}_1$, à l'aide des équations (38).

L'équation (41) se met alors sous la forme :

$$|M| \vec{E}_1 = 0 \qquad (42)$$

Cette équation est satisfaite quel que soit $\vec{E}_1$, si

$$|M| = 0 \tag{43}$$

Cette dernière relation est l'équation de dispersion cherchée qui va lier les valeurs des fréquences ω et des nombres d'ondes $\vec{k}$ caractéristiques des ondes pouvant se propager dans le milieu.

Nous chercherons pour toutes les valeurs de $\vec{k}$ réelles, les valeurs complexes correspondantes de ω qui définiront les fréquences et les possibilités d'amplification des ondes dans le milieu.

Dans un système rectangulaire avec $\vec{v}_f \parallel \vec{B} \parallel \vec{z}$ (fig. 48) et $\vec{k}$ dans le plan xoz on obtient pour les différents μ_{ij}.

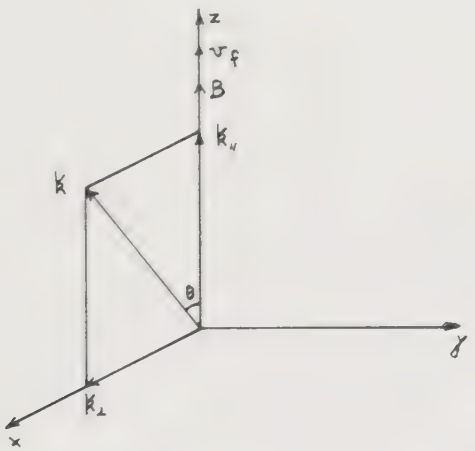


Figure 48 -

$$M_{xx} = c^2 k^2 - \omega^2 - \frac{\omega_{pf}^2 (\omega - k_{//} v_f)^2}{\omega_{ce}^2 - (\omega - k_{//} v_f)^2} - \frac{\omega_{pi}^2 (\omega - i\nu_i)\omega}{\omega_{ci}^2 - (\omega - i\nu_i)^2} - \frac{\omega_{pe}^2 (\omega - i\nu_e)\omega}{\omega_{ce}^2 - (\omega - i\nu_e)^2}$$

$$M_{yy} = c^2 k^2 \sin^2\theta - \omega^2 - \frac{\omega_{pf}^2 (\omega - k_{//} v_f)^2}{\omega_{ce}^2 - (\omega - k_{//} v_f)^2} - \frac{\omega_{pi}^2 (\omega - i\nu_i)\omega}{\omega_{ci}^2 - (\omega - i\nu_i)^2} - \frac{\omega_{pe}^2 (\omega - i\nu_e)\omega}{\omega_{ce}^2 - (\omega - i\nu_e)^2}$$

$$M_{zz} = c^2 k^2 \sin^2\theta - \omega^2 + \frac{\omega_{pi}^2 \omega}{\omega - i\nu_i} + \frac{\omega_{pe}^2 \omega}{\omega - i\nu_e} + \frac{\omega_{pf} [(\omega - k_{//} v_f)^2 (\omega^2 + v_f^2 k_\perp^2) - \omega_{ce}^2 \omega^2]}{[(\omega - k_{//} v_f)^2 - \omega_{ce}^2](\omega - k_{//} v_f)^2}$$

$$M_{xy} = -M_{yx} = i \left[\frac{\omega_{pf}^2 \omega_{ce} (\omega - k_{//} v_f)}{\omega_{ce}^2 - (\omega - k_{//} v_f)^2} + \frac{\omega_{pi}^2 \omega_{ci} \omega}{\omega_{ci}^2 - (\omega - i\nu_i)^2} + \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{ce} \omega}{\omega_{ce}^2 - (\omega - i\nu_e)^2} \right]$$

$$M_{xz} = M_{zy} = - \left[c^2 k^2 \sin\theta \cos\theta + \frac{\omega_{pf}^2 (\omega - k_{//} v_f) v_f k_\perp}{\omega_{ce}^2 - (\omega - k_{//} v_f)^2} \right]$$

$$M_{zy} = -M_{yz} = i \frac{\omega_{pf}^2 \omega_{ce} v_f k_\perp}{\omega_{ce}^2 - (\omega - k_{//} v_f)^2}$$

avec

$$\omega_{p\,i,e,f} = \frac{r_{i,e,f}}{\varepsilon_o m_{i,e,e}}$$

et

$$\omega_{c\,i,e} = \frac{q_{i,e} B}{m_{i,e}}$$

L'équation de dispersion précédente peut être considérée comme une combinaison linéaire de l'équation classique obtenue pour le modèle du plasma froid de vitesse moyenne nulle soumis à des collisions [32] [33] [35] et de l'équation obtenue pour les systèmes multifaisceaux dont un grand nombre de solutions ont été précisées par différents auteurs [43] [45] [47]. Nous tiendrons compte dans la discussion de certains résultats obtenus dans les références précédentes.

2/ *Discussion de l'équation de dispersion.*

Les solutions de l'équation (43) sont fonction de la valeur de l'angle θ que fait la direction de propagation de la perturbation avec la direction du champ magnétique statique et du faisceau. Nous n'avons aucune précision expérimentale sur la direction de propagation des instabilités observées. Nous devons donc discuter le système pour toutes les valeurs de θ, c'est-à-dire chercher pour toutes les valeurs du vecteur $\vec{k}$ réel les valeurs complexes correspondantes de $\omega = \omega_r + i\,\omega_i$.

La résolution de l'équation (43) dans le cas le plus général est pratiquement impossible. Cependant de nombreuses simplifications peuvent être faites, d'une part pour les valeurs particulières de θ, d'autre part lorsque les collisions peuvent être négligées (ce qui est généralement le cas pour le domaine des fréquences élevées $\omega \gg \nu$).

- Cas $\theta = 0$.

Si $\vec{k}$ est parallèle à $\vec{B}$ et $\vec{v}_f$ l'équation (43) se met sous la forme :

$$\begin{vmatrix} M_{xx} & M_{xy} \\ M_{yx} & M_{yy} \end{vmatrix} M_{zz} = 0$$

Ce résultat bien connu traduit un découplage entre des ondes purement électrostatiques ($M_{zz} = 0$) et des ondes purement électromagnétiques.

Bien que le cas $\theta = 0$ soit peu probable dans un milieu fini pour lequel $\frac{2\pi}{k_\perp}$ doit être de l'ordre des dimensions radiales du système, il permet de faire apparaître des propriétés fondamentales des modes électromagnétiques et électrostatiques qui seront en partie conservées pour des valeurs de θ quelconque. De plus pour les longueurs d'ondes très petites ($k \gg k_\perp$) la propagation pourra être pratiquement parallèle à B $\left(\sin\theta = \frac{k_\perp}{k_{/\!/}} \simeq 0\right)$.

L'équation de dispersion des ondes électrostatiques est donc :

$$-\omega^2 + \frac{\omega_{pi}^2\,\omega}{\omega - i\nu_i} + \frac{\omega_{pe}^2\,\omega}{\omega - i\nu_e} + \frac{\omega_{pf}^2}{(\omega - kv_f)^2} = 0 \qquad (44)$$

Nous avons tracé (fig. 49-50) les solutions de ω données par la machine pour différents k compris entre $\pm 10^{-4}$ et $\pm 10^{+4}$ MKSA. Il ressort de ce résultat que la seule onde très amplifiée dans le système est telle que $\omega_r \simeq kv_f$ sauf pour les très faibles valeurs de ω pour lesquelles ce résultat est légèrement modifié. Ce résultat traduit le fait physique du couplage et de l'amplification d'une onde de vitesse de phase v_φ voisine de la vitesse du faisceau v_f donc en interaction forte avec celui-ci.

Si on ne s'intéresse qu'aux fréquences ω élevées l'équation de dispersion peut s'écrire de façon approchée

$$-\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pf}^2}{(\omega - kv_f)^2} = 0$$

et sa solution très connue est :

$$\omega = \frac{kv_f \pm ikv_f \frac{\omega_{pf}}{\omega_{pe}}}{1 + \frac{\omega_{pf}^2}{\omega_{pe}^2}}$$

solution qui dans le domaine de fréquence et pour les valeurs des paramètres v_f, ω_{pf}, ω_{pe} qui nous intéressent, est très comparable aux résultats des courbes 49-50), ce qui montre le rôle mineur des termes collisions (dans les composantes plasmas) dans le domaine haute fréquence qui nous intéresse.

On remarque que le résultat précédent obtenu pour le système faisceau plasma froid est un cas particulier du résultat général de la formule (25). L'influence du champ magnétique n'apparaît pas sur ce type d'ondes.

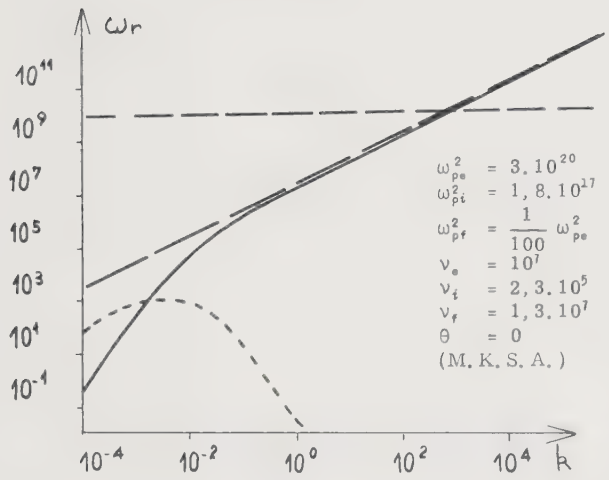


Figure 49 -

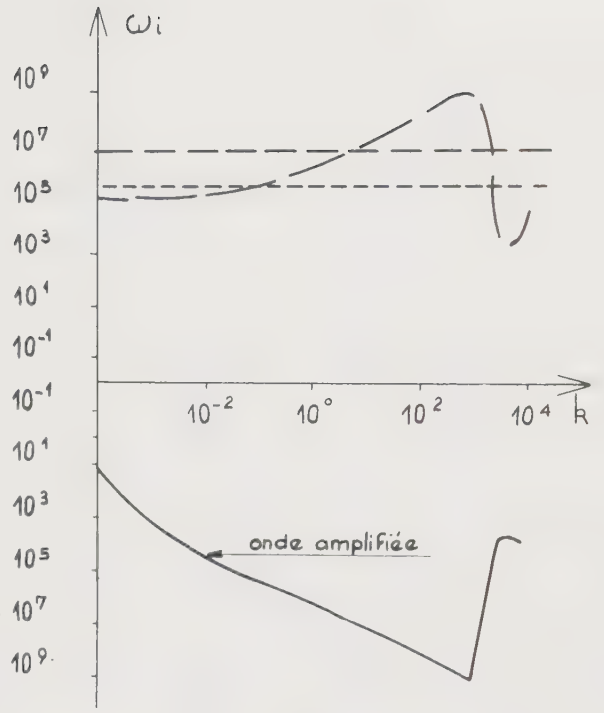


Figure 50 -

L'équation des ondes électromagnétiques peut se décomposer en deux équations dont les solutions sont symétriques par rapport à l'origine ($\omega = k = 0$).

$$0 = \omega^2 - c^2 k^2 - \frac{\omega_{pi}^2 \omega}{\omega - i\nu_i - \omega_{ci}} - \frac{\omega_{pe}^2 \omega}{\omega - i\nu_e - \omega_{ce}} - \frac{\omega_{pf}^2 (\omega - R\, v_f)}{\omega - k v_f - \omega_{ce}} \tag{45}$$

$$0 = \omega^2 - c^2 k^2 - \frac{\omega_{pi}^2 \omega}{\omega - i\nu_i + \omega_{ci}} - \frac{\omega_{pe}^2 \omega}{\omega - i\nu_e + \omega_{ce}} - \frac{\omega_{pf}^2 (\omega - k v_f)}{\omega - k v_f + \omega_{ce}} \tag{46}$$

avec $$\omega_{c\,i,e} = \frac{q_{i,e} B}{m_{i,e}}$$

La discussion de ces équations dans le cas où les collisions sont négligées [45] montre que les seules instabilités possibles se produisent à très basse fréquence soit au voisinage de l'origine, soit au voisinage de ω_{ci}. L'introduction des collisions dans l'équation modifie évidemment les conclusions dans le domaine basse fréquence mais ne fait en aucun cas apparaître des instabilités haute fréquence de ce type.

On doit remarquer cependant le rôle particulier des fréquences caractéristiques ω_{ci} et $-\omega_{ce}$ respectivement dans les équations (45) et (46). Par exemple il est bien connu [33] [35] que le mode électromagnétique "extraordinaire" solution de l'équation (46) si $\omega_{pf} = 0$ se propage avec une vitesse de phase lente au-dessous de la fréquence cyclotron des électrons $-\omega_{ce}$. Cette vitesse s'annule quand $\omega \longrightarrow -\omega_{ce}$. Elle est maximum et égale à $-\frac{C}{2}\frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}}$ pour $\omega = -\frac{\omega_{ce}}{2}$. L'introduction du terme "faisceau" dans l'équation (46) modifie peu ces conclusions dans le quart de plan $(\omega, k) > 0$ sauf au voisinage de l'origine ou la vitesse de phase tend dans ce cas vers v_f et non vers la vitesse de Alfven (fig. 51).

On retiendra des résultats précédents :

- qu'une onde électrostatique haute fréquence se propageant dans la direction du champ

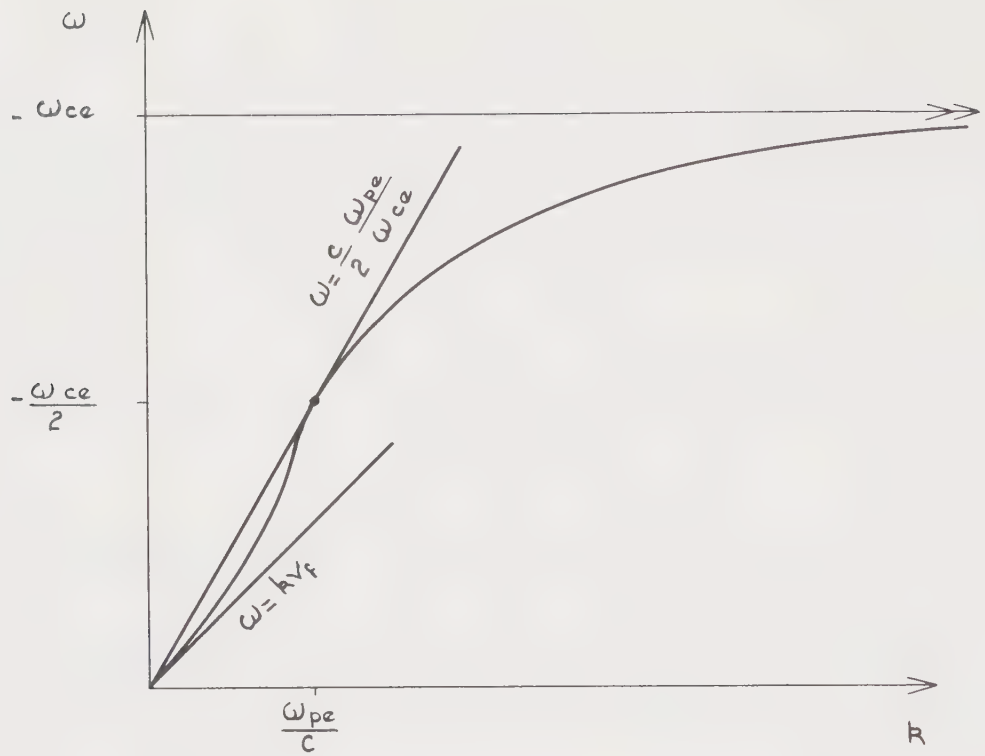


Figure 51 -

magnétique est amplifiée dans le système si sa fréquence est telle que $\omega_r \simeq k v_f$, c'est-à-dire si sa vitesse de phase est très voisine de la vitesse du faisceau.

- que l'onde électromagnétique "extraordinaire" peut se propager dans le milieu si sa fréquence est inférieure à la fréquence cyclotron des électrons et qu'elle est fortement absorbée à cette fréquence.

- Cas θ quelconque.

Pour tenir compte des dimensions finies du système $\left(k_\perp = \frac{2\pi}{\lambda_\perp} \simeq \frac{2\pi}{a} \neq 0\right)$ l'étude de la propagation transversale est nécessaire. Le cas précédent a cependant l'avantage de faire apparaître de façon simple le rôle déterminant du faisceau dans l'amplification des ondes lentes de vitesse de phase $v_\varphi \simeq v_f$.

L'étude du cas θ quelconque nécessite évidemment quelques simplifications. Des résultats intéressants apparaissent si on ne s'intéresse précisément qu'aux ondes lentes ou en d'autres termes aux ondes pour lesquelles l'indice est grand. Si on utilise la formulation d'Allis qui permet d'écrire l'équation de dispersion en fonction de l'indice $n = \frac{C}{v_\varphi}$ [35].

$$An^4 + Bn^2 + C = 0$$

On voit que pour les grands indices l'équation approchée sera A = 0 soit

$$K_\perp \sin^2\theta + K_{//} \cos^2\theta = 0 \qquad (47)$$

avec

$$K_{//} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pf}^2}{(\omega - k_{//} v_f)^2} \qquad (48)$$

et

$$K_{\perp} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} - \frac{\omega_{pf}^2}{(\omega - k_{//} v_f)^2 - \omega_{ce}^2} \qquad (49)$$

si on néglige les collisions dans les termes "plasma" ce qui semble justifié par les résultats précédents dans le domaine qui nous intéresse.

On remarque que cette approximation de l'indice ∞ est identique à l'approximation quasi électrostatique. On montre en effet dans un système d'axe pour lequel $\vec{k}$ est toujours dirigé suivant z (fig. 52) que les ondes lentes sont effectivement quasi électrostatiques si θ est grand (tg θ ≫ 1) [47].

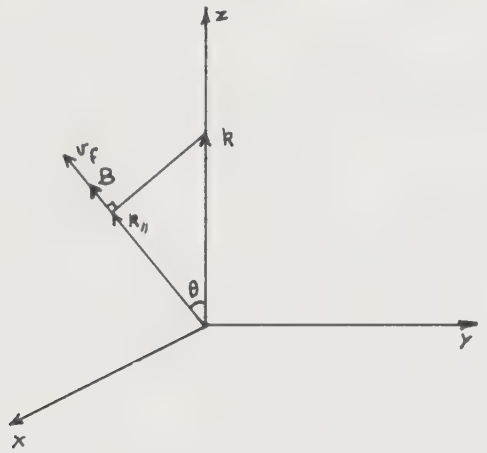


Figure 52 -

Pratiquement pour $\omega < \omega_{ce}$, ω_{pf} étant toujours beaucoup plus petit que ω_{pe}, on pourra négliger le dernier terme de (49). L'équation de dispersion s'écrira alors :

$$k_{//}^2 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} - \frac{\omega_{pf}^2}{(\omega - k v_{//})^2}\right) = k_{\perp}^2 \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \omega_{ce}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2}\right) \qquad (50)$$

Pour une valeur de $k_{\perp}$ donnée, (la valeur de $k_{\perp}$ choisie dans les applications numériques est de 10^{-2} m^{-1} et $\lambda_{\perp} = \frac{2\pi}{k_{\perp}} \simeq 6$ cm est de l'ordre de grandeur des dimensions transversales du système), on trouve ω en fonction de $k_{//}$. Sur la figure 53, sont portées pour des conditions voisines des conditions expérimentales d'une part ω_r, d'autre part $\frac{\omega_i}{\omega_r}$ en fonction de $k_{//}$ et ceci pour trois valeurs de B. Ces courbes montrent :

- l'amplification dans le milieu d'ondes lentes telles que $\omega_r \simeq k_{//} v_f$.

- un coefficient d'amplification relatif $\frac{\omega_i}{\omega_r}$ d'autant plus important que ω_r est faible. De plus, ce coefficient $\frac{\omega_i}{\omega_r}$ tend pour les fortes valeurs de $k_{//}$ vers la valeur $\frac{\omega_{pf}}{\omega_{pe}} \simeq \sqrt{\frac{n_f}{n_e}}$ conformément au résultat de l'expression analytique approchée obtenue à partir de l'équation (50) en supposant $\omega < \frac{\omega_{pi}}{\omega_{pe}} \omega_{ce} < \omega_{pi}$.

et

$$\omega_{ce}^2 \gg \omega \gg \omega_{ci}^2 \qquad (48)$$

$$\omega = \frac{k_{//} v_f \left\{1 - i \dfrac{\dfrac{n_f}{n_e}}{1 + \left(\dfrac{k_{\perp}}{k_{//}}\right)^2 \dfrac{m_e}{m_i}}\right\}}{1 + \dfrac{\dfrac{n_f}{n_e}}{1 + \left(\dfrac{k_{\perp}}{k_{//}}\right)^2 \dfrac{m_e}{m_i}}}$$

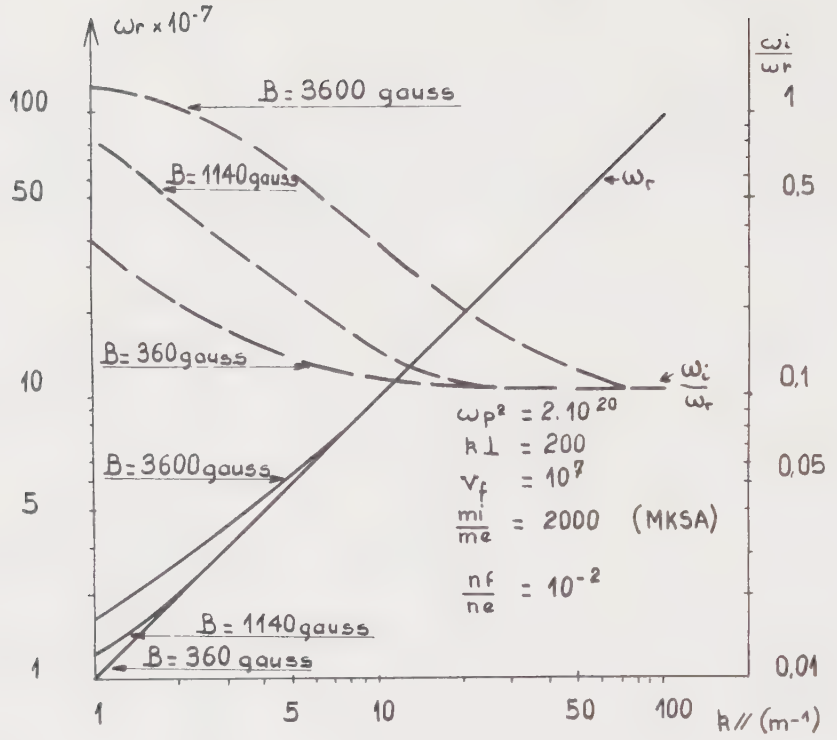


Figure 53 -

En fait, la discussion de l'équation (50) pour $\omega < \omega_{pe}$ et $\omega_{ce} < \omega_{pe}$, ce qui est conforme à nos données expérimentales, montre qu'il existe toujours pour $\frac{k_\perp^2}{k_{//}^2}$ grand deux racines voisines de $\omega = k_{//} v_f$.

On remarque cependant que ces racines sont réelles (système stable) si ω est légèrement inférieur à ω_{ce} et imaginaires (système instable) si ω est supérieur à ω_{ce}. Ce résultat ne représente pas les observations expérimentales dans la bande UHF, ω_{ce} apparaissant au contraire dans cette bande comme une limite supérieure des fréquences d'émission.

C - Comparaison avec les résultats expérimentaux.

Nous avons à l'aide de certaines données expérimentales attribué la cause des instabilités observées dans la décharge reflex à la présence d'électrons rapides dans la colonne.

Un modèle théorique simplifié permettant de rendre compte de ces électrons montre que dans un tel milieu et dans la bande de fréquence qui nous intéresse ($\omega < \omega_{ce}$) des instabilités haute fréquence de nature essentiellement électrostatique peuvent se développer. La fréquence de ces instabilités est caractérisée par la relation : $\omega_r \simeq k_{//} v_f$

Considérons le signal H.F. obtenu dans la décharge reflex (2ème montage). Il se compose d'une suite de raies d'émission. La fréquence la plus basse est de l'ordre de 5 Mégahertz. Si on suppose cette émission due à une instabilité du type précédent, on constate que sa longueur d'onde sera d'après la relation $\omega_r = k_{//} v_f$ de l'ordre du mètre, c'est-à-dire comparable à la longueur de l'expérience. Dans ce cas, si on considère $\lambda_\perp \simeq a$, la condition $\frac{k_\perp^2}{k_{//}^2} \gg 1$ sera réalisée et l'approximation quasi électrostatique valable dans cette bande de fréquence. Le calcul donne effectivement dans ce cas une instabilité dans la bande $\omega_{ci} < \omega < \frac{\omega_{ce}}{40}$ soit par exemple :

B = 200 gauss ! $\quad 0,3 < f < 15$ Mégahertz

B = 2 000 gauss ! $\quad 3 < f < 150$ Mégahertz

ce qui est en bonne concordance avec la bande H.F. observée expérimentalement.

La théorie ne prévoit évidemment pas de spectre de raie pour l'interaction envisagée. La sélection de certaines fréquences dans la bande considérée doit être associée aux conditions aux limites du système ; conditions géométriques (on a vu que $\lambda_{//}$ était de l'ordre de la longueur de la décharge) et surtout conditions d'impédance dont cette sélection dépend fortement (chap. II). Les résultats obtenus sur l'expérience de contrôle (§ III) confirmeront cette idée.

La théorie ne rend pas compte des variations observées du niveau d'émission en fonction de B et p (fig. 11) (on note toutefois (fig. 54) une augmentation du coefficient $\frac{\omega_i}{\omega_r}$ quand B augmente). Ces variations peuvent cependant être considérées comme une confirmation du modèle physique choisi. En effet si on revient à titre d'illustration au cas purement électrostatique la condition d'instabilité $f'(v_\varphi) > 0$ montre que le système sera stable si la dispersion en vitesse du faisceau est suffisamment grande et sa densité suffisamment faible pour que la fonction de distribution f(v) ne puisse plus être considérée comme une fonction à deux "bosses". Cette condition n'apparaît évidemment pas dans la théorie précédente dans laquelle les électrons rapides sont assimilés à un faisceau monocinétique. Compte tenu de cette remarque les variations de niveau peuvent être expliquées qualitativement par les conséquences que vont avoir sur la vitesse, la dispersion en vitesse, la densité du "faisceau" d'électrons rapides, les variations de tension de décharge, de champ magnétique, de pression. L'augmentation du niveau d'émission pour les très faibles valeurs de B peut être associée à une forte augmentation de la tension de décharge pour ces valeurs de B. Le rôle amplificateur du champ magnétique peut être associé à son action focalisatrice. Enfin l'amortissement qu'entraîne une augmentation de pression est évidemment lié à l'action destructrice des collisions sur le "faisceau" d'électrons rapides (on peut d'ailleurs remarquer que l'introduction des collisions sur les termes "plasmas" des équations n'apporte que peu de modifications aux courbes de dispersion dans le domaine haute fréquence).

En résumé la bande d'instabilité H.F. observée peut être expliquée par une interaction du type faisceau plasma. La sélection dans cette bande de certaines fréquences peut être associée aux conditions aux limites du système. Les variations du niveau d'émission en fonction des paramètres B, p, V_{arc} peuvent être expliquées par la forte dépendance de la distribution des électrons rapides envers ces paramètres.

La théorie précédente ne permet pas d'expliquer l'émission observée dans la bande UHF c'est-à-dire pour les fréquences inférieures à ω_{ce} mais de l'ordre de ω_{ce} . L'approximation électrostatique pour les ondes à propagation transversale ne prévoit pas d'instabilités dans cette bande de fréquence.

On peut cependant émettre une hypothèse : On remarque en effet que des ondes lentes ($v_\varphi \simeq v_f$) de fréquences voisines de ω_{ce} auront une longueur d'onde très faible (par exemple pour B = 1 000 gauss $k \simeq 10^3$ MKSA). Dans ce cas une propagation presque parallèle au champ magnétique n'est pas incompatible avec les dimensions radiales réduites du système $\left(\sin\theta = \frac{k_\perp}{k_{//}} \simeq 10^{-1}\right)$. Examinons alors les courbes de dispersion des ondes électrostatiques et électromagnétiques extraordinaires ($\theta = 0$) dans la bande qui nous intéresse (fig. 54). Ces courbes se coupent pour des fréquences voisines de ω_{ce} . Si nous supposons alors qu'au voisinage de ce point d'intersection qui correspond à l'égalité des vitesses de phase, l'onde électrostatique naturellement instable peut exciter l'onde électromagnétique que nous recevons en fait sur les antennes, nous pouvons comprendre deux observations:

1) La forte absorption de l'émission quand $\omega \longrightarrow \omega_{ce}$, qui est nous l'avons vu une propriété fondamentale de l'onde électromagnétique.

2) L'impossibilité d'obtenir des fréquences d'émission très élevées, même pour des champs magnétiques très forts (f_{ce} = 6 000 Mégahertz pour B = 2 000 gauss). En effet lorsque ω_{ce} devient plus grand que ω_{pe} l'onde électromagnétique ne peut plus être excitée par ce mécanisme, l'onde électrostatique étant stable dans la région d'interaction. Expérimentalement, nous avons constaté (chap. II) une baisse très sensible du niveau d'émission pour les fréquences supérieures à 3 000 Mégahertz (1ère expérience) et 2 000 Mégahertz (2ème expérience) et ces fréquences de coupure correspondent précisément de façon satisfaisante aux fréquences plasma que l'on peut estimer pour nos expériences (f_{pe} = 2 800 Mégahertz pour $n_e = 10^{11}$ cm^{-3}).

- L'hypothèse d'un tel couplage permet donc d'expliquer de façon satisfaisante certaines propriétés de l'émission UHF. Il est probable que s'il existe, il fait appel à des mécanismes physiques complexes, dont il n'est pas rendu compte dans les équations simplifiées utilisées (thermalisation du faisceau, géométrie finie, milieu inhomogène, etc.).

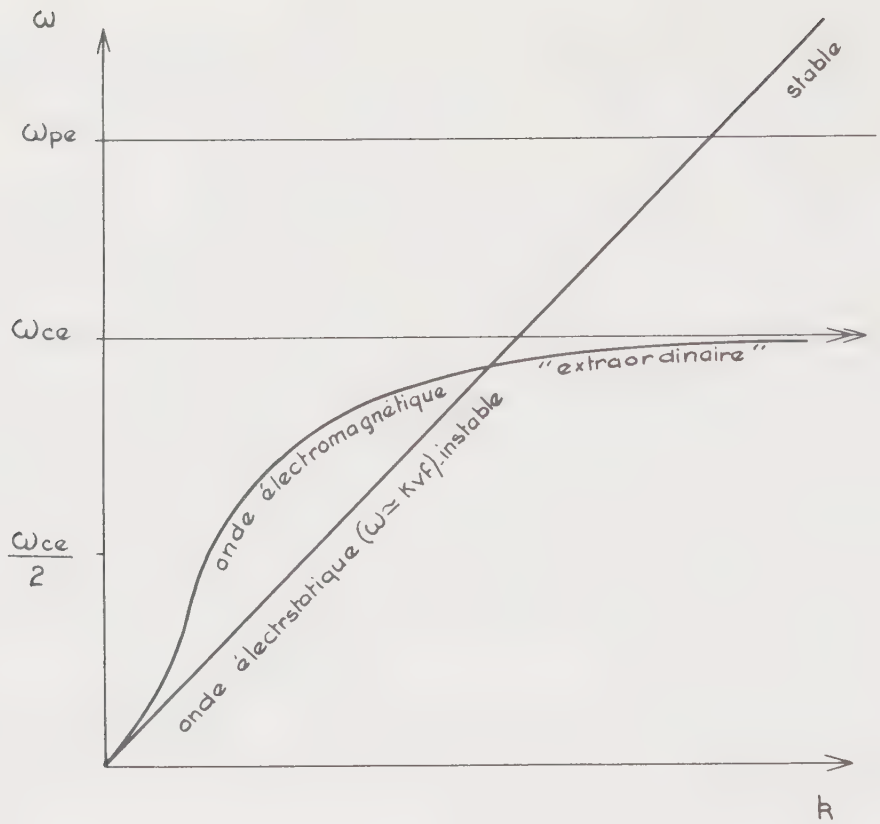


Figure 54 -

- En particulier, nous avons vu au chapitre III que l'entretien même de la décharge, assuré par les chocs inélastiques des électrons rapides du faisceau avec les neutres, provoque une certaine thermalisation de ces électrons. A cela on doit ajouter l'effet des chocs élastiques ainsi que l'action défocalisatrice du champ électrique radial, important au niveau des anodes.

- Il est par conséquent évident que le faisceau d'électrons rapides est en partie thermalisé c'est-à-dire qu'il possède une composante quadratique moyenne de vitesse $(< v_\perp^2 >)^{\frac{1}{2}}$ non nulle dans les directions perpendiculaires à celle du champ magnétique et ceci grâce à l'action combinée sur les électrons du faisceau des collisions avec les neutres, et du champ électrique radial.

- Si nous avons pu négliger en première approximation cette thermalisation partielle pour expliquer l'émission HF de caractère électrostatique observée, ceci apparaît en défaut si nous voulons expliquer l'émission UHF dont les propriétés (coupure à ω_{ce}) suggèrent le caractère électromagnétique.

- Nous avons vu en effet que les considérations théoriques précédentes n'ont pas permis de mettre en évidence l'amplification de ce type d'onde (dont les champs électrique et magnétique sont dans le plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique statique), par un faisceau froid (dont toute l'énergie est parallèle à la direction du champ magnétique statique).

- Nous allons voir à la lumière de récents résultats obtenus par Bell et Buneman [50] que cette conclusion doit être modifiée si le faisceau est partiellement thermalisé.

- Ces auteurs ont en effet étudié l'amplification des ondes électromagnétiques se propageant parallèlement au champ magnétique $\theta = 0$ dans un système où le faisceau possède non seulement une vitesse v_f parallèle au champ mais encore une vitesse quadratique moyenne $(< v_\perp^2 >)^{\frac{1}{2}}$ dans les directions perpendiculaires.

- Ils montrent que cette vitesse $(< v_\perp^2 >)^{\frac{1}{2}}$ introduit un terme supplémentaire dans l'équation (46) que nous pouvons réécrire en négligeant les collisions et l'influence des ions (on ne s'intéresse qu'aux fréquences voisines de ω_{ce}) :

$$0 = \omega^2 - c^2 k^2 - \frac{\omega_{pe}^2 \omega}{\omega + \omega_{ce}} - \frac{\omega_{pf}^2 (\omega - k v_f)}{\omega - k v_f + \omega_{ce}}$$

qui devient :

$$0 = \omega^2 - c^2 k^2 - \frac{\omega_{pe}^2 \omega}{\omega + \omega_{ce}} - \frac{\omega_{pf}^2 (\omega - k v_f)}{\omega - k v_f + \omega_{ce}} + \frac{\frac{1}{2} (k^2 < v_\perp^2 > \omega_{pf}^2)}{(\omega - k v_f + \omega_{ce})^2}$$

- Des ondes telles que $\omega \simeq \omega_{ce} - k v_f = \omega_1$ sont alors amplifiées (les solutions de l'équation 46 étaient par contre stables) avec un coefficient d'amplification maximum directement relié à $< v_\perp^2 >$

$$\omega_{i\,max} = 0,69 \left\{ \frac{k^2 < v_\perp^2 > \omega_{pf}^2}{2\omega_1 - \frac{\omega_{pe}^2 \omega_{ce}}{(\omega_{ce} + \omega_1)^2}} \right\}^{\frac{1}{3}}$$

ω_1, étant alors tel que :

$$0 = \omega_1^2 - c^2 k^2 - \frac{\omega_{pe}^2 \omega_1}{\omega_1 + \omega_{ce}}$$

Cette dernière relation combinée à $\omega_1 = - \omega_{ce} - k v_f$ donne le nombre d'onde k correspondant au maximum d'amplification et permet de calculer $\omega_{i\,max}$.

Par exemple, avec $\frac{< v_\perp^2 >}{v_f^2} = 10^{-2}$; $\frac{\omega_{pf}^2}{\omega_{pe}^2} = 10^{-2}$; $\omega_{ce} = - 10^{10}$

on trouve

$$\omega_{i\,max} = 0,8.10^8$$

$$k = 2.10^2$$

$$\omega_1 \simeq \omega_r \simeq \omega_{ce} = 10^{10}$$

- L'émission UHF observée qui, nous l'avons vu, possède les propriétés caractéristiques de ce mode (propagation en dessous de ω_{ce}) peut donc s'expliquer de façon satisfaisante par l'interaction d'un faisceau partiellement thermalisé avec le plasma.

- Notons cependant que, si ce résultat démontre l'importance de cette thermalisation, il ne peut donner qu'une représentation simplifiée des phénomènes observés. Il est en particulier probable qu'une étude des ondes à propagation oblique devrait être faite dans ce cas pour expliquer le rôle privilégié de la fréquence plasma des électrons dans l'émission UHF observée.

- Nous pouvons faire à la lumière de ces résultats quelques commentaires :

1) - Nous avons constaté (chap. II) que le niveau de l'émission HF était beaucoup plus sensible aux variations de pression que celui de l'émission UHF, cette dernière restant observable pour des pressions beaucoup plus élevées.

Ceci peut trouver une explication en rapport avec l'origine présumée de ces deux types d'émission. En effet, si l'augmentation de pression a une action doublement néfaste sur l'émission HF : amortissement de l'onde et thermalisation rapide du faisceau, ce dernier effet est par contre favorable à l'interaction qui conduit à l'émission UHF et peut compenser en partie l'amortissement collisionnel de l'onde. Les résultats obtenus sur l'expérience de contrôle apporteront une confirmation supplémentaire à cette hypothèse.

2) - Le rôle du champ électrique radial, totalement négligeable pour expliquer l'émission dans la bande HF, paraît par contre pouvoir être pris en considération pour expliquer l'observation du champ magnétique critique B_{cr} de l'émission UHF.

- Nous avons vu en effet que l'augmentation de B provoque une augmentation du champ électrique radial pour assurer la conservation du courant anodique (chap. III). Ceci aura pour conséquence d'accroître l'énergie transversale des électrons du faisceau primaire et, par suite, de favoriser l'émission UHF uniquement pour les valeurs de champ magnétique suffisamment élevées.

III - EXPERIENCE DE CONTROLE -

Les résultats précédents permettent d'attribuer les instabilités observées dans la décharge reflex à la présence d'une densité importante d'électrons rapides dans la colonne. Pour pouvoir tester de façon plus complète le modèle théorique choisi il serait cependant souhaitable de pouvoir contrôler et faire varier l'énergie de ces électrons (on sait que dans la décharge reflex à cathode froide celle-ci est fixée par les conditions générales d'équilibre). C'est dans ce but qu'a été réalisé cette expérience de contrôle.

A - Description du montage. Résultats généraux.

Nous avons représenté (fig. 55) un schéma de la décharge reflex (a) et du montage utilisé (b). Le but de cette expérience étant essentiellement de réaliser une "décharge reflex" ayant des caractéristiques plus souples que la décharge utilisée, l'ensemble cathode froide-gaine cathodique du système (a) a été remplacé par l'ensemble cathode chaude-électrode d'accélération du système (b). La distance entre la cathode chaude et l'électrode d'accélération est de quelques mm c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de la gaine cathodique du système (a).

Le nouveau montage permet une variation contrôlable de la tension d'accélération. Par exemple pour un courant de faisceau régulé la variation de tension se fera par simple variation du courant de chauffage de la cathode.

Un autre avantage de ce montage est qu'il peut fonctionner à des pressions très basses c'est-à-dire dans les meilleures conditions pour avoir des faisceaux d'électrons relativement denses et monocinétiques dans la colonne et créer ainsi un milieu plus voisin du schéma théorique étudié précédemment, que la décharge reflex. Nous avons d'ailleurs vérifié par une analyse électrostatique que le montage (b) donnait bien à très basse pression ($p \simeq 5.10^{-6}$ mmHg) un faisceau d'électrons d'énergie moyenne l'énergie d'accélération (variable entre 0 et 1 000 volts dans notre expérience) et ayant une dispersion en vitesse de quelques dizaines de volts (dans notre expérience ce faisceau a une densité de l'ordre de 10^8 cm^{-3} pour un courant de 20 mA et un diamètre de 1,5 cm).

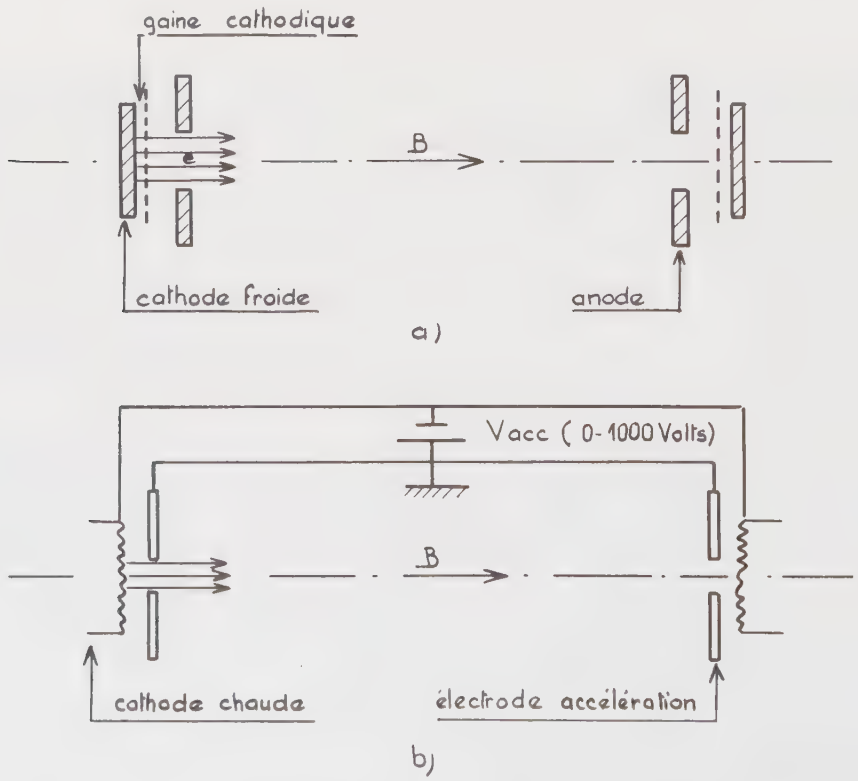


Figure 55 - a) décharge reflex à cathode froide. b) dispositif de contrôle à cathode chaude.

Quand la pression augmente le faisceau électronique est ralenti dans la traversée de la chambre. Le tableau montre la variation d'énergie moyenne du faisceau pour une tension d'accélération de 500 volts ainsi que la variation relative de la densité ionique dans la colonne qui présente une discontinuité pour une pression légèrement supérieure à 10^{-4} mmHg.

Pression (mmHg)	7.10^{-5}	$1,3.10^{-4}$	4.10^{-4}	7.10^{-4}	$1,3.10^{-3}$
énergie (volts)	500	490	460	420	400
n	0,75	3	12	15	17

En résumé le nouveau montage doit permettre d'obtenir à très basse pression ($p < 2.10^{-4}$ mmHg) un milieu susceptible d'être bien décrit par le modèle théorique choisi et à plus haute pression ($p < 2.10^{-4}$ mmHg) un milieu comparable à celui obtenu à l'aide de la décharge reflex.

Il fournit donc un moyen de comparaison entre le modèle théorique et la décharge reflex par l'intermédiaire des variations de pression dont on pourra mesurer les effets.

B - L'émission haute fréquence.

1/ *Résultats.*

Il est intéressant de séparer les résultats obtenus dans les deux domaines de pression précédemment définis.

très basse pression $p < 2.10^{-4}$ mmHg.

C'est le domaine de fonctionnement que nous n'avons pas étudié dans la décharge reflex. Par contre, c'est dans ce domaine que les faisceaux sont le moins perturbés par les collisions avec les neutres.

L'émission est caractérisée par un spectre de raie dans la bande H.F. ($f < 100$ Mégahertz). On ne décèle pas de signal dans la bande UHF.

Si on fait varier la tension d'accélération des faisceaux on constate un déplacement de la position de certaines raies d'un 1er type (fig. 56). Nous avons porté (fig. 57) la loi de variation de la fréquence f d'une de ces raies (on en compte en général 3 dont les fréquences sont harmoniques) en fonction de la tension V_{acc} et de la vitesse $v_f = \sqrt{\frac{2e\,V_{acc}}{m_e}}$ des électrons rapides. Cette loi est parfaitement de la forme :

$$f = C_1 \sqrt{V_{acc}} = C_2 v_f$$

De plus la constante C_2 est de l'ordre de $\frac{1}{L}$ (L longueur de la décharge). La fréquence des raies du deuxième type ne dépend pas de la tension V_{acc} .

Si on augmente la pression on constate un élargissement et une atténuation des raies du premier type au profit des raies du deuxième type qui voient en général leur amplitude croître (fig. 58).

Si on amène par variation de tension une raie du premier type en coïncidence avec une raie du deuxième son amplitude augmente (fig. 59).

- Les raies de deuxième type, dont la fréquence est indépendante de V_{acc} , B, p, apparaissent donc comme des raies de résonances propres du système.

basse pression $p > 2.10^{-4}$ mmKg.

C'est le domaine de fonctionnement de la décharge reflex. Les raies du premier type observées à très basse pression ne sont plus décelables. Seules les raies du deuxième type restent. La figure 60 montre la variation d'une de ces raies en fonction de la pression. Leurs fréquences sont indépendantes des paramètres tension d'accélération, champ magnétique, pression, propriétés analogues à celles des raies H.F. observées dans la décharge reflex.

De plus nous observons ici une émission à caractère blanc dans le domaine UHF. Nous avons tracé (fig. 61) la variation relative de la puissance émise en fonction du champ magnétique pour trois fréquences. Il apparaît sur ces courbes un résultat identique à celui observé sur la décharge reflex à savoir que l'émission est très amplifiée pour une fréquence donnée quand la fréquence cyclotron des électrons devient supérieure à cette fréquence.

2/ *Commentaires.*

Les résultats obtenus à très basse pression permettent de mettre en évidence une interaction du type faisceau plasma (raie du 1er type). La loi expérimentale $f = C_2 \sqrt{\frac{2e\,V_{acc}}{m_e}}$ est en effet identique à la relation de dispersion $\omega = k_{//} v_f$ si on considère que lorsqu'on fait varier V_{acc} la longueur d'onde de l'oscillation reste fixe, l'identification des deux formules donne en fait $k_{//} = \frac{2\pi}{\lambda_{//}} = 2\pi C_2 = \frac{2\pi}{L}$. On peut alors admettre qu'il existe des conditions géométriques de résonances précises sur les cathodes à la fois pour les ondes considérées et pour les particules rapides qui sont en interaction avec ces ondes. La dernière condition est par ailleurs obtenue par l'effet reflex lui-même. En effet si nous polarisons positivement une des deux cathodes l'émission disparaît ce qui veut dire que les

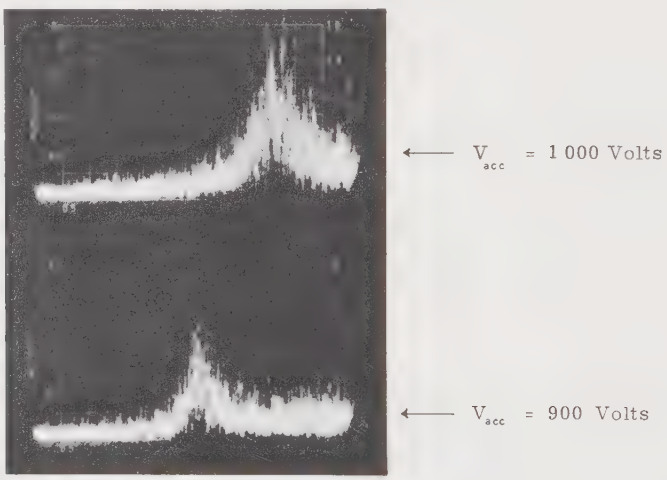


Figure 56 - Analyse de spectre. Fréquence centrale 10 Mhertz. Largeur de balayage 5 Mhertz.

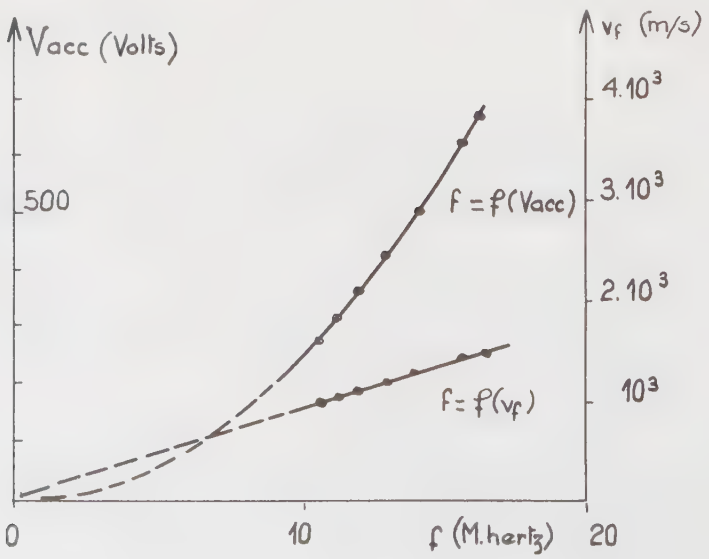
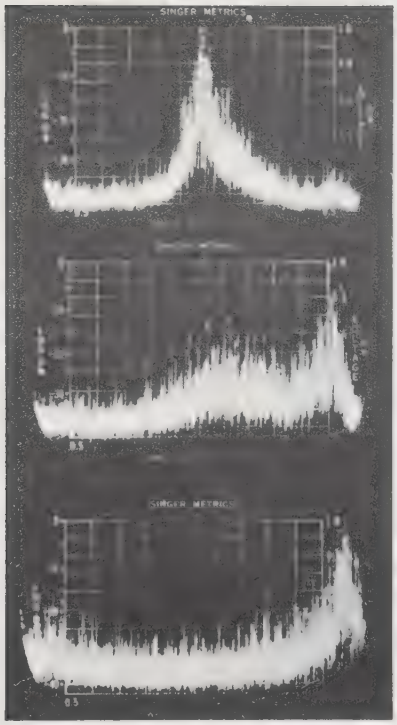


Figure 57 -

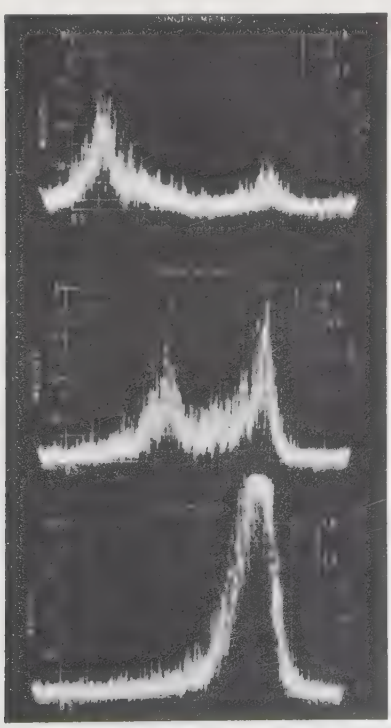


p = 2.10^{-6} mmHg

p = 4.10 mmHg

p = 2.10 mmHg

Figure 58 - Analyse de spectre. Largeur de balayage 5 Mhertz.
f = 17 Mhertz.

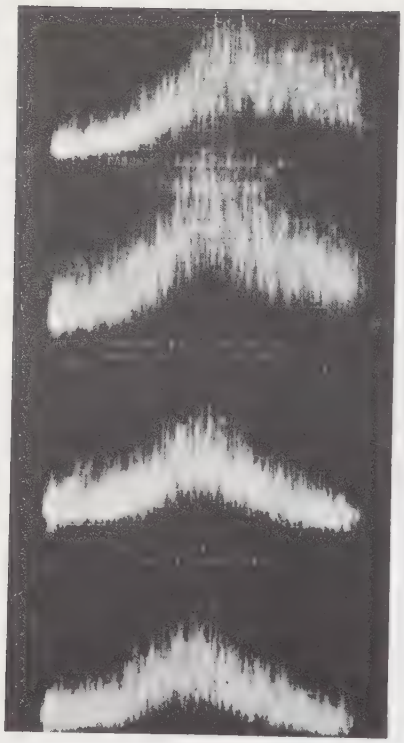


V_{acc} = 750 Volts

V_{acc} = 850 Volts

V_{acc} = 940 Volts

Figure 59 - Analyse de spectre. Largeur de balayage 5 Mhertz.
f = 17 Mhertz.



$p = 3.10^{-5}$ mmHg
$p = 1,5.10^{-4}$ mmHg — très basse pression

$p = 1,5.10^{-4}$ mmHg
$p = 2.10^{-4}$ mmHg — basse pression

Figure 60 - Analyse de spectre. Largeur de balayage 3 Mhertz. 15,5 Mhertz.

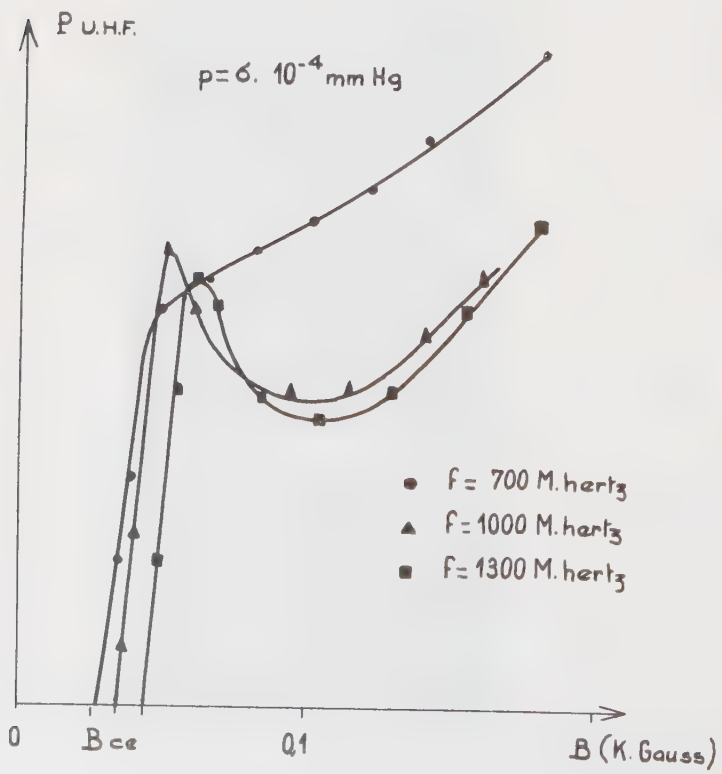


Figure 61 - Bande U.H.F

électrons qui sont émis par une cathode et qui ne traversent qu'une fois la chambre ne sont pas capables d'exciter les ondes considérées. Ceci est d'ailleurs en accord avec la valeur du coefficient d'amplification de ces ondes (page 55) que si les ondes et les particules sont couplées sur plusieurs longueurs de décharges.

On peut d'autre part mesurer les perturbations apportées à cette interaction quand la pression devient importante. Pratiquement, on constate que pour une pression relativement basse $p = 4.10^{-5}$ mmHg, le faisceau ne peut plus être considéré comme monocinétique et les conditions de résonances sont déjà en partie détruites (fig. 58). On doit noter cependant que, si la dispersion du faisceau entraîne un élargissement des raies, le phénomène de base subsiste. L'élargissement d'une raie se traduit en effet par une augmentation du bruit de fond général, ce dont témoigne l'augmentation de niveau des raies du deuxième type, qui traduisent la sélection par le système de certaines fréquences privilégiées dans ce bruit de fond dû à l'interaction faisceau plasma et, qui sont certainement de même nature que les raies HF observées dans la décharge reflex.

Les résultats obtenus à basse pression dans le domaine de fonctionnement de la décharge reflex montrent que les deux montages ont des caractéristiques d'émission très analogues. Ce résultat peut être considéré comme une nouvelle confirmation du modèle physique choisi pour expliquer les instabilités hautes fréquences de la décharge reflex. Nous avons pu vérifier, en effet, sur le nouveau montage que les électrons rapides n'étaient encore que relativement peu ralentis dans une traversée de la chambre à ces valeurs de pression.

- D'autre part, nous venons de voir que les raies d'émission HF à cette pression (raies du deuxième type) apparaissent dans le montage de contrôle comme le résultat d'une sélection par le circuit de décharge du bruit de fond généré dans le plasma sous l'effet de l'interaction du "faisceau" d'électrons rapides, qui n'est plus parfaitement monocinétique, avec le plasma.

- Cette conclusion peut être reprise pour la décharge reflex et confirme les commentaires effectués au paragraphe IIC. On comprend alors aisément la forte dépendance des raies HF observées dans cette décharge, envers les conditions aux limites électriques (chap. II).

- Dans la bande UHF, l'émission ne devient décelable que pour les pressions supérieures à $1,5.10^{-4}$ mmHg c'est-à-dire après la discontinuité en densité constatée à cette pression. Si on considère (et ceci est par ailleurs confirmé par les modifications observées des propriétés de l'émission HF) que l'augmentation du nombre des ionisations qui provoquent cette croissance de densité entraîne également une thermalisation beaucoup plus importante du faisceau, ce résultat s'explique parfaitement et vient confirmer les hypothèses faites concernant l'origine de cette émission UHF.

- On voit apparaître sur cette expérience l'incompatibilité entre l'émission électrostatique (HF) pure (faisceau froid) qui se produit à très basse pression et l'émission électromagnétique (UHF) qui a besoin de l'énergie transversale du faisceau pour se développer.

- On peut remarquer également qu'il a été impossible de relever ici une émission UHF pour des fréquences supérieures à ω_{pe} ($\simeq$ 1 000 Mégahertz), résultat identique à celui obtenu dans la décharge reflex.

En résumé : les résultats obtenus à l'aide de l'expérience de contrôle :

- confirment le rôle prépondérant des électrons rapides ionisants dans le développement des instabilités hautes fréquences de la décharge reflex.

- montrent le caractère de généralité des propriétés de l'émission UHF et apportent certaines confirmations à l'hypothèse faite sur l'origine de cette émission.

- permettent de confirmer le caractère "interaction faisceau-plasma" de l'émission HF par la mise en évidence compte tenu de certaines conditions de résonances géométriques d'une instabilité de ce type à très basse pression,

- montrent les limites d'applications du modèle théorique "faisceau plasma" froid aux pressions plus élevées où une meilleure description des phénomènes doit tenir compte de la dispersion en vitesse du "faisceau" d'électrons rapides due en particulier aux collisions inélastiques avec le gaz neutre nécessaire à l'entretien de la décharge.

C - Influence des instabilités sur l'état d'équilibre.

Les résultats de l'étude précédente permettent de préciser les commentaires effectués à la fin du chapitre III au cours desquels nous n'avions pu que remarquer l'accord apparent entre les résultats expérimentaux obtenus et certaines théories proposant des processus de "diffusion accélérée" du plasma en présence d'instabilités.

L'étude précédente montre en effet le rôle essentiel des électrons rapides :

- d'une part, l'apport d'énergie du faisceau d'électrons aux ondes, nécessaire à leur amplification, provoque le ralentissement et la dispersion en vitesse de ces électrons, et par suite, leur diffusion, beaucoup plus rapidement que ne le ferait le seul processus collisionnel classique (la relaxation de l'émission HF observée chapitre II est en particulier une conséquence de cette détérioration rapide).

- d'autre part, l'étude du deuxième membre de l'équation de continuité :

$$\nabla(nv) = I$$

permet de conclure (chap. III) que dans la partie de la colonne où sont effectuées les mesures, la densité des particules lentes peut être considérée en tout point proportionnelle à celle des rapides.

Les modifications, apportées à la densité et à la distribution de densité des électrons rapides par leur diffusion accélérée en présence d'instabilités, se retrouvent en conséquence sur celles des lents ce qui explique les résultats expérimentaux obtenus.

Cette interprétation des résultats paraît mieux adaptée à notre expérience que celle que proposent les différentes théories citées chap. III qui ne tiennent pas compte de la présence d'électrons rapides. De toute évidence, si les effets non linéaires sur la diffusion des lents dans le milieu instable, dont rendent compte ces théories, se produisent, ils ne viennent que s'ajouter à l'effet précédent.

CONCLUSION

Les premiers résultats obtenus sur la décharge reflex ont fait apparaître l'existence d'instabilités d'un type particulier dans cette décharge. L'analyse systématique des variations de niveau de l'émission électromagnétique dans une large bande de fréquences en fonction des principaux paramètres caractérisant le fonctionnement de la décharge nous a permis de définir avec précision les fréquences et les domaines de fonctionnement pour lesquels se développaient les instabilités les plus violentes. Nous avons pu constater :

- que les instabilités les plus marquées ici avaient des fréquences élevées, résultat très différent de celui obtenu par plusieurs auteurs pour la colonne positive des décharges droites.

- qu'il existait deux types d'instabilités, correspondant à deux bandes de fréquences (HF 1 – 100 Mhertz ; UHF 400 – 5 000 Mhertz).

Nous avons élaboré un modèle macroscopique de type classique pour l'état d'équilibre. Dans ce modèle, la densité et la distribution de densité des particules lentes, qui représentent la majeure partie de la population ionisée, sont conditionnées par celles des électrons rapides responsables de l'ionisation du gaz. La confrontation de ce modèle avec les résultats expérimentaux a permis de vérifier sa validité d'application aux domaines de fonctionnement stables et a mis en lumière les perturbations apportées à l'équilibre par la présence des instabilités :

- pour les pressions de fonctionnement les plus élevées (5.10^{-3} mmHg < p < 2.10^{-2} mmHg) tout se passe comme si, en présence d'instabilités UHF, les phénomènes de transport, dans les directions perpendiculaires à la direction du champ magnétique, étaient accélérés, c'est-à-dire les pertes de particules supérieures à celles prévues par la théorie classique, ceci en accord apparent avec certaines conclusions antérieures et certains modèles théoriques.

- pour les pressions de fonctionnements plus faibles (4.10^{-4} mmHg < p < 5.10^{-3} mmHg) les instabilités HF, dont l'émission est discontinue dans le temps, deviennent prépondérantes et apportent de très violentes perturbations à l'équilibre de la décharge. A l'émission, dont la relaxation provoque une profonde modulation des caractéristiques principales du plasma, est associée une importante perte de particules.

Certaines données expérimentales confirmées par un modèle théorique simplifié et par les résultats obtenus sur l'expérience de contrôle font apparaître le rôle déterminant de l'assemblée d'électrons rapides responsables de l'ionisation du gaz, dans la génération des instabilités. Ces électrons, accélérés dans les gaines cathodiques, peuvent en effet être assimilés au début de leur parcours à un faisceau de vitesse $v \simeq \sqrt{\frac{2e V_{arc}}{m_e}}$ et produire avec le plasma certaines interactions.

- Une instabilité électrostatique caractéristique de l'interaction faisceau froid-plasma classique est observée dans l'expérience de contrôle à très basse pression ($p < 4.10^{-5}$ mmHg) et les instabilités HF observées dans la décharge reflex à plus haute pression ($4.10^{-4} < p < 5.10^{-3}$ mmHg) paraissent avoir une origine identique, les phénomènes étant ici en partie masqués par la dispersion en vitesse du faisceau et par des résonances propres du circuit de décharge.

- La prise en compte dans les calculs de la thermalisation partielle du faisceau d'électrons rapides par suite des collisions avec les neutres fournit d'autre part une explication des instabilités UHF électromagnétiques.

- Le faisceau joue un rôle très différent dans la génération des deux types d'instabilités considérés. Il cède son énergie longitudinale aux ondes électrostatiques et son énergie transversale

aux ondes électromagnétiques. Ce résultat permet de comprendre en particulier que dans l'expérience de contrôle à très basse pression, c'est-à-dire dans une situation où le faisceau est très peu thermalisé, on n'observe pas d'émission UHF mais par contre des instabilités HF les plus caractéristiques.

Il ressort, en conclusion des résultats précédents, que le rôle joué par l'assemblée d'électrons rapides est prépondérant dans tous les domaines de l'étude. Ceci entraîne quelques commentaires :

- Ces électrons qui apportent l'énergie nécessaire à l'amplification des ondes subissent de ce fait, quand les instabilités se développent, un ralentissement et une dispersion en vitesse importants et par suite diffusent beaucoup plus rapidement que ne le peut prévoir la seule considération du processus collisionnel classique. On comprend alors que la densité et la distribution de densité des particules lentes qui sont étroitement liées à celles des rapides subissent de profondes modifications en présence des instabilités et que les coefficients de transport apparents soient dans ce cas (et ceci indépendamment de toutes autres considérations) supérieurs à ceux prévus par la théorie classique. On s'explique de plus toutes les difficultés rencontrées pour isoler le processus de diffusion collisionnel classique des particules lentes dans la décharge étudiée (et probablement dans tous les systèmes présentant des caractéristiques analogues), où la présence d'électrons rapides est rendue possible grâce à des chutes de gaines cathodiques importantes et une pression de fonctionnement relativement basse.

- On remarque d'autre part (ceci est mis particulièrement en évidence dans l'expérience de contrôle) que la distribution des électrons rapides et par suite les propriétés principales du plasma dépendent étroitement de la pression. Il est intéressant de préciser, en fonction de ce paramètre important la place de la décharge reflex qui se situe alors entre les expériences étudiant plus précisément les interactions faisceau-plasma ($p < 10^{-5}$ mmHg) dans lesquelles les collisions du faisceau avec les neutres doivent être rares et par suite la densité du plasma faible, et les décharges à haute pression ($p > 10^{-1}$ mmHg) dans lesquelles l'existence d'un faisceau n'est plus possible, l'ionisation du gaz étant alors assurée dans un champ électrique important par le processus classique d'avalanche. On comprend alors les affinités avec ces deux types d'expériences aux limites du domaine de pressions étudié : interaction faisceau-plasma à la limite inférieure $p = 4.10^{-4}$ mmHg ; champ électrique important (la géométrie des anodes impose ici un champ radial), à la limite supérieure $p = 10^{-2}$ mmHg. On peut également situer la distribution électronique dans cette décharge à mi-chemin entre les distributions du type faisceau froid-plasma, et les distributions de la forme $f_{max} (1 + \vec{\alpha}. \vec{v})$ rendant compte des perturbations apportées à une fonction de distribution maxwellienne par la présence d'un champ électrique.

BIBLIOGRAPHIE

[1] B. LEHNERT - Proceedings of the Second United Nations International Conférance on the Peaceful Uses of Atomic Energy (Genève 32, 1958).

[2] B. LEHNERT, F.C. HOH - Phys. Fluids 3 (1960) p. 600.

[3] T.K. ALLEN, G.A. PAULIKAS, R.V. PYLE - Phys. Rev. Letters 3 (1960) p. 409.

[4] G.A. PAULIKAS - (Ph. Doc Thesis) U.C.R.L. 9588 Feb. 27, 1961.

[5] G.V. GIERKE, K.M. WÖHLER - Conference on plasma physics and controlled nuclear fusion research, Salzburg Austria sept. 1961.

[6] D. BOHM, E.H.S. BURHOP, H.S.W. MASSEY - The characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields (ed. by Gulhrie - Wakerling 1949) p. 63.

[7] B.B. KADOMTSEV, A.V. NEDOSPASOV - Journal of Nuclear Energy Part C 4 July 1960. Pergamon Press p. 230.

[8] J.F. BONNAL, G. BRIFFOD, C. MANUS - Phys. Rev. Letters 6 1961.

[9] M. GREGOIRE, T.K. NGUYEN - PA.IGn/RT. 134 CEN Saclay.

[10] G. BRIFFOD, M. GREGOIRE, C. MANUS - Letters Physics Vol. 2 n° 4 (sept. 1962).

[11] A. SIMON - Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva 32, 1958).

[12] F. BOESCHOTTEN - Review of Experiments on the diffusion of plasma accross a magnetic field IFP 2/10 MUNCHEN 1962.

[13] J. BACKUS - The characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields (Ed. by Guthrie - Wakerling 1949) p. 345.

[14] J. BACKUS, N.E. HUSTON - Journal of Applied Physics Vol. 31 n° 2 Feb. 1960 p. 400.

[15] R.I. BINGHAM, F.F. CHEN, W.L. HARRIES - Princeton Matt. 62 - Feb. 1962.

[16] R. GELLER, D. PIGACHE - Conf. Munich 1961 - Vol. 1 p. 1111.

[17] Même référence que 6 p. 38.

[18] M. DAGAI - PA.IGn/RT.117 - CEN Saclay.

[19] R. CHABBAL, M. CLEMENT, R. GELLER - PA.IGn/RT. 121 - CEN Saclay

[20] M. GREGOIRE - Thèse 3ème cycle - Université de Paris 1962.

[21] J.L. DELCROIX - Introduction à la théorie des gaz ionisés. Monographie Dunod Paris.

[22] D.J. ROSE, M. CLARK - Jr. The M.I.T. Press - Cambridge Massachusetts 1961.

[23] R. JANCEL, Th. KAHAN - Electrodynamique des plasmas - Tome 1 Dunod Paris 1963.

[24] M. GREGOIRE - PA.IGn/RT.177 CEN Saclay.

[25] A. Von ENGEL - Ionized gases Oxford 19 Oxford Clarendon Press 1955.

[26] S.C. BROWN, W.P. ALLIS - Basic data of electrical discharges, Technical Report MIT sept. 1956.

[27] S.C. BROWN - Basic data of plasma physics (MIT Press - 1959).

[28] G. ECKER - Phys. Fluids 4 - 1961 p. 127.

[29] V.E. GOLANT, A.P. ZHILINSKII - Technical Physics Vol. 5 n° 3 March 1962.

[30] JB. TAYLOR - Conference on plasma physics and controlled nuclear fusion research Salzburg, (sept. 1961).

[31] S. YOSHIKAWA, D.J. ROSE - Physics of Fluids Vol. 5 n° 3 (March 1962).

[32] I.B. BERSTEIN, S.K. TREHAN - Nuclear Fusion 3 41 1960.

[33] J.F. DENISSE, J.L. DELCROIX - Théorie des ondes dans les plasmas Monographie Dunod.

[34] T.M. STIX - The theory of plasma waves Mc Graw Hill Book C° (1962).

[35] W.P. ALLIS, S. BUCHSBAUM, A. BERS - Waves in anisotropic plasmas - MIT Press 1963.

[36] F.C. HOH - Internal Report Royal Inst. of Technology Stockholm Sweden (communication privée).

[37] G. GUEST, A. SIMON - Phys. Fluids 5 5 503-509 (1962).

[38] A. SIMON - Phys. Fluids Vol. 6 n° 3 p. 382 (1963).

[39] F.F. CHEN - Vième Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - Paris (1963) vol. II.

[40] D. BOHM, E.P. GROSS - Phys. Review Vol. 75 n° 12 June 1949.

[41] J.D. JACKSON - Journal of Nuclear Energy Part C Vol. 1 n° 4 (July 1960).

[42] M. TROCHERIS - Rapport CEA DRP/48 (janvier 1960).

[43] K.N. STEPANOV, A.B. KITSENKO - Sov. Phys. Techn. Phys. 6 120 (1961).

[44] C. ETIEVANT, M. PERULLI - Rapport Euratom/CEA FC 191 (1962).

[45] F.F. CHEN - Rapport Euratom/CEA FC 206 (1963).

[46] M.N. ROSENBLUTH - International School of Physics "Enrico Fermi" XXV Varenna, 9-21 July 1962.

[47] C. ETIEVANT - Thèses Université de Paris Dec. 1963.

[48] G. BRIFFOD, M. GREGOIRE, S. GRUBER - PA.IGn/RT. 227 CEN Saclay (juillet 1963) Nuclear Fusion (à paraître juillet-août 1964).

[49] S. BLIMAN - 6ème Conference Int. des Gaz Ionisés 8-13 juillet 1963 - Paris.

[50] T.F. BELL, O. BUNEMAN - Physical Review - vol. 133 - n° 2 - march 1964.

TABLE DES MATIÈRES

Pages

INTRODUCTION 5

CHAPITRE I - LES CONDITIONS EXPERIMENTALES 7

I - PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT 7

II - LES DECHARGES UTILISEES 7

A - Caractéristiques techniques 7
B - Caractéristiques de fonctionnement 9

III - CARACTERISTIQUES MOYENNES DES PLASMAS ETUDIES 11

CHAPITRE II - LE SPECTRE HAUTE FREQUENCE 15

I - LA BANDE H.F. (1–100 Mégahertz) 15

A - Influence des paramètres caractéristiques 16
B - Variation en fonction du temps 17
C - Influence des conditions aux limites 17
D - Commentaire 19

II - LA BANDE U.H.F. (400–5 000 Mégahertz) 19

A - Influence des paramètres caractéristiques (1er montage) 20
B - Influence des paramètres caractéristiques (2ème montage) 20
C - Comparaison des résultats 20
D - Commentaires 23

III - COMPARAISON DES DEUX BANDES D'EMISSION 25

CHAPITRE III - INFLUENCE DES INSTABILITES SUR LES PROPRIETES DU PLASMA 27

I - LE PROBLEME 27

II - LES POSSIBILITES DE CONTROLE 28

A - La méthode directe 29
B - Etude des propriétés de la décharge à l'équilibre 31

1) La distribution radiale de densité dans la colonne 33
2) Le courant anodique 36

C - Analyse en fonction du temps 38

III - LES RESULTATS EXPERIMENTAUX 38

Pages

A - Etude des variations de n(r) et E_r en fonction de B et p. 38

1) Variation de la distribution radiale de densité. 38
2) Variation du champ électrique radial Er. 38
3) Comparaison des variations de n(r), E_r, P_{UHF} 38
4) Commentaires. 41

B - Mesure de la mobilité des ions. 41

1) Conditions expérimentales. 41
2) Résultats généraux. 41
3) Courbes. $\mu_i \mu_{i\perp} = f(B)$. 42

C - Mesures à basse pression. 42

1) Résultats généraux. 44
2) Variation de n(r). 44
3) Les effets instantanés des instabilités H.F. 44

IV - COMMENTAIRES. 46

CHAPITRE IV - NATURE ET ORIGINE DES INSTABILITES OBSERVEES. 49

I - LES DONNEES EXPERIMENTALES. 49

II - LES POSSIBILITES THEORIQUES. 51

A - Choix du modèle théorique. 51
B - Etablissement et discussion de l'équation de dispersion. 53
C - Comparaison avec les résultats expérimentaux. 60

III - EXPERIENCE DE CONTROLE. 64

A - Description du montage. Résultats généraux. 64
B - L'émission haute fréquence. 65

1) Résultats. 65
2) Commentaires. 66

C - Influence des instabilités sur l'état d'équilibre. 69

CONCLUSION. 71

BIBLIOGRAPHIE. 73

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"LE POMPAGE CHIMIQUE"

Vu et approuvé :
Paris, le 21 juin 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Marc ZAMANSKY

Vu,
et Permis d'imprimer :
Le Recteur de l'Académie de Paris,
Jean ROCHE

IMPRIMERIE LOUIS-JEAN
Ouvrages scientifiques
TYPO-OFFSET
GAP (Hautes-Alpes)
Dépôt légal n° 326
1965